PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1905. 6. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 13 am 21. Juni 1905.

INHALT:

Originalmitteilungen:
H. Th. Simon u. M. Reich, Einige Demonstrationsversuche mit Wechselstrom höherer Frequenz. S. 369.
F. Paschen, Apparat zur Messung magnetischer Feldstärken. S. 371.
W. Hallwachs, Zu einer lichtelektrischen Arbeit des Herrn C. Schaefer. S. 376.
J. Hettinger, Schaltung zur maximalen Ausnutzung der Resonanzeffekte in den Empfangsstationen für drahtlose Telegraphie. S. 377.
E. F. Huth, Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie. S. 378.
E. Grimsehl, Die Sichtbarmachung stehender elektrischer Schwingungen. S. 379.
T. Tamaru, Bestimmung der piezoelektrischen Konstanten von kristallisierter Weinsäure. S. 379.
Zusammenfassende Bearbeitungen:
A. Happel, Das Gesetz der korrespondierenden Zustände. S. 389.
Berichte über wissenschaftliche Versammlungen:
12. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie zu Karlsruhe am 1.—4. Juni 1905. S. 398.
Besprechungen:
O. Lueger, Lexikon der gesamten Technik und ihrer Hilfswissenschaften. I. S. 399.
J. H. van't Hoff, Zur Bildung der ozeanischen Salzablagerungen. I. S. 400.
J. S. Shearer, Aufgaben und Fragen der Physik. S. 400.
Personalien. S. 400.
Gesuche. S. 400.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Einige Demonstrationsversuche mit Wechselstrom höherer Frequenz.

Von H. Th. Simon und M. Reich.

Herr W. Wien hat vor einiger Zeit über eine Hochfrequenzwechselstrommaschine der Siemens-Schuckert-Werke berichtet[1]), die einen Wechselstrom hoher Stromstärke von einer Periodenzahl bis zu 600 pro Sek. liefert. Im unterzeichneten Institute ist kürzlich eine ebensolche Maschine mit Stahlgußpolen aufgestellt worden, die die Periodenzahl auf 900 pro Sek. zu steigern gestattet. Mit dem von dieser Maschine gelieferten Strome lassen sich die typischen Wechselstromvorgänge in ausgeprägter Weise beobachten. Wir haben dazu einige instruktive Demonstrationsversuche ausgearbeitet, die wir im folgenden beschreiben wollen:

1. Induktionswirkungen nach Elihu Thomson. Um das untere Ende eines unterteilten Eisenkerns von ca. 4,5 cm Durchmesser und 25 cm Länge ist eine Stromspule von 2 Lagen zu je 22 Windungen eines 1,5 mm dicken, isolierten Kupferdrahtes gelegt. Schickt man den Hochfrequenzstrom mit etwa 30 bis 40 Amp. in die Spule, so erfährt ein über den Eisenkern gelegter geschlossener Metallring die bekannten Kraftwirkungen. Hält man mit einer Zange den Ring im Felde fest, so wird er nach wenigen Sekunden hellrotglühend und schmilzt schließlich auseinander. Ein in den Wechselstromkreis eingeschaltetes Amperemeter zeigt, solange im Ringe Induktionsströme fließen, den vergrößerten Energiebedarf durch gesteigerte Stromstärke an. Es schmelzen in kurzer Zeit Ringe bis 4 mm Drahtdurchmesser.

1) W. Wien, diese Zeitschr. **4**, 586, 1903.

2. Um den sogenannten „Wechselstromwiderstand“

$$\sqrt{w^2 + \omega^2 L^2}$$

eines Leiterteiles vom Ohmschen Widerstande w und der Selbstinduktion L oder

$$\sqrt{w^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

eines Leiterteiles mit dem Ohmschen Widerstande w und der Kapazität C, bei der Frequenz $\omega = 2\pi n$ (n Periodenzahl) objektiv in einfacher Weise zu veranschaulichen, dient folgende Anordnung (Fig. 1):

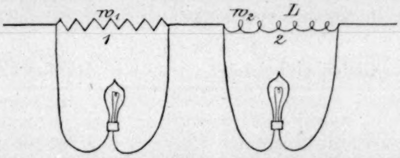


Fig. 1.

Man schaltet den Wechselstromwiderstand bei 2, einen induktionsfreien Widerstand w_1 bei 1 in den Stromkreis ein, und zweigt über beiden Teilen 1 und 2 Stromkreise ab, die je eine gleichartige Glühlampe enthalten (in unserem Versuche 25 kerzige Glühlampen für 50 Volt). Schickt man den hochfrequenten Wechselstrom in die Kombination, so werden die Lampen nur gleichhell brennen, wenn

$$w_1 = \sqrt{w_2^2 + \omega^2 L^2}$$

bezw.

$$w_1 = \sqrt{w_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}.$$

Von der Helligkeitsgleichheit beider Lampen gibt ein Photometer, z. B. ein Bougetsches Stabphotometer, objektiv Kenntnis. Ermittelt man w_1 und w_2, so erhält man L und C.

In folgender Form ist der Versuch besonders instruktiv: Man läßt die Wechselstrommaschine mit der höchsten Frequenz laufen und wählt die Verhältnisse so, daß jetzt die über

$$\sqrt{w_2^2 + \omega^2 L^2}$$

abgezweigte Glühlampe 2 heller, bezw. die über

$$\sqrt{w_2^2 + \frac{1}{\omega^2 C^2}}$$

abgezweigte Glühlampe 2 dunkler brennt als 1. Nun stellt man den Betriebsmotor der Maschine ab, so daß beim Auslaufen der Maschine ω allmählich alle Werte von 5400 bis 0 annimmt. Entsprechend nimmt

$$\sqrt{w_2^2 + \omega^2 L^2}$$

ab oder

$$\sqrt{w_2^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

zu, und das Helligkeitsverhältnis der Lampen ändert sich in entsprechendem Sinne. In einem bestimmten Moment werden beide gleichhell, darnach kehrt sich das Helligkeitsverhältnis um. Mißt man mit einem Tourenzähler das zur Zeit der Helligkeitsgleichheit vorhandene ω_0, so ergibt

$$w_1 = \sqrt{w_2^2 + \omega_0^2 L^2}$$

oder

$$w_1 = \sqrt{w_2^2 + \left(\frac{1}{\omega_0 C}\right)^2}$$

wieder L und C.

In einem Versuche mit

$$\sqrt{w^2 + \omega^2 L^2}$$

war Gleichheit bei den Tourenzahlen der Maschine

= 1600
1530
1600
1550
1550
1575
Mittel 1567

Daraus ergibt sich

$$\omega_0 = \frac{1567}{60}\, 18 \,.\, 2\pi = 2950,$$

da die Maschine 36 Magnetpole hat.

Da $w_1 = 12{,}5\ \Omega$, $w_2 = 0{,}38\ \Omega$ war, so ist

$$L^2 = \frac{12{,}5^2 - 0{,}38^2}{2950^2} = 4{,}23 \,.\, 10^{-3}\ \text{Henry}$$

Durch rohe Messung von Strom und Spannung bei gewöhnlichem Wechselstrom von $\omega = 320$ ergab sich $i_{eff} = 12{,}2$ Amp, $e_{eff} = 15$ Volt also $L = 3{,}65 \,.\, 10^{-3}$ Henry.

Bei einem Versuche mit

$$\sqrt{w_2^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

war Helligkeitsgleichheit bei den Tourenzahlen

1600
1550
1550
1550
1550
1525
Mittel 1554,

also

$$\omega_0 = \frac{1554}{60} \,.\, 18 \,.\, 2\pi = 2930.$$

$$w_1 = 12{,}5 \quad w_2 = 0$$

$$C = \frac{1}{\omega_0 w_1} = 27 \,.\, 10^{-6} = 27\ \text{M.F.}$$

3. **Spannungs- und Stromresonanz:** Ist Widerstand w, Selbstinduktion L und Kapazität C hintereinander im Stromkreise, so ist der Wechselstromwiderstand

$$\sqrt{w^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

und es tritt sogenannte Spannungsresonanz auf, wenn $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ ist. Um sie zu beobachten, verfahren wir, wie in den vorhergehenden Versuchen (Fig. 2):

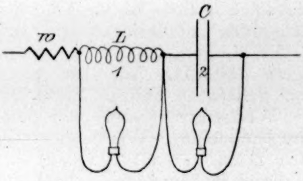


Fig. 2.

Über L und über C wird je ein Stromzweig gelegt, der eine 110 Volt Glühlampe enthält (w war $= 13\ \Omega$). Bei geeigneter Wahl der Konstanten ist bei der höchsten Frequenz der Maschine $\omega L > \frac{1}{\omega C}$, die Glühlampe 1 brennt heller wie 2. Stellt man wieder den Antriebsmotor ab, so wird der Punkt der Spannungsresonanz durch Helligkeitsgleichheit der Lampen bemerkt. Ferner erkennt man, daß die Spannungen an L und C dann beträchtliche Werte annehmen an der gesteigerten Helligkeit, mit der die Lampen brennen. Daß die beiden Spannungen eine Phasenverschiebung von 180^0 haben, läßt sich mit der Braunschen Röhre demonstrieren: Man läßt den Strom im Nebenschluß 1 eine horizontale, den Strom in 2 eine vertikale Ablenkung des Kathodenstrahlbündels

bewirken, dann beschreibt im Falle der Helligkeitsgleichheit der Lampen der Fluoreszenzfleck eine um 45^0 gegen die Spulen geneigte Gerade.

Stromresonanz ergibt bekanntlich die Schaltung der Fig. 3. In den Hauptkreis

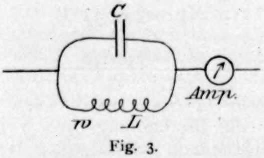


Fig. 3.

schaltet man ein Hitzdrahtamperemeter und geeigneten Vorschaltwiderstand. Bei geeigneter Wahl der Konstanten steigt das Amperemeter nach dem Abstellen des Betriebsmotors auf ein Maximum, um darnach wieder zu fallen.

4. Betreibt man ein Induktorium mit dem Hochfrequenzstrom unter Vorschalten eines Regulierwiderstandes und läßt die sekundäre Entladung zwischen Spitze und Platte übergehen, so erhält man je nach der Betriebsstromstärke eine Büschel- oder Lichtbogenentladung. Die erstere geht wegen der „Ventilwirkung" des Platten-Spitzensystems nur dann über, wenn die Spitze Kathode ist. Die Entladung setzt daher in der einen Halbperiode aus. Die Lichtbogenentladung dagegen geht in beiden Richtungen über. Beim Umspringen aus dem Büschel- in die Lichtbogenentladung springt daher der gehörte Entladungston in die höhere Oktave über.

5. Die Sekundärwicklung eines Induktoriums (in unserm Falle 40 cm Induktor von Klingelfueß oder 10 cm Induktor von Boas) wird mit einer Leydener Flasche oder Franklinschen Tafel verbunden (in unserem Falle 31 cm hohe Flasche von 12,5 cm Durchmesser und 18 cm hohem Belag). Speist man das Induktorium jetzt mit dem Hochfrequenzstrom und stellt den Betriebsmotor ab, so beobachtet man im Dunkeln die bekannten züngelnden Lichtbüschel an der Flasche, die allmählich zunehmen und bei einer bestimmten Frequenz in gewaltige Entladungen über den Glasrand übergehen. In diesem Falle herrscht Resonanz zwischen der Eigenschwingung des Sekundärkreises und der Maschinenfrequenz.

Ein in den Primärkreis eingeschaltetes Amperemeter zeigt die starke Zunahme der Strombelastung beim Eintreten der Resonanz. Bei weiterer Abnahme der Frequenz erhält man wieder die schwachen Büschelentladungen.

Man kann ebenso in Parallel- oder Hintereinanderschaltung mehrere Induktorien gleichzeitig betätigen, die beim Durchlaufen der ω-Skala nacheinander in Resonanz geraten und mit der Funkenentladung ansprechen.

Übrigens kann man diesen Resonanzversuch auch mit Wechselstrom gewöhnlicher Frequenz in folgender Weise machen: Mit der Sekundärwicklung des Induktoriums wird eine Anzahl parallel geschalteter Leydener Flaschen verbunden (bei unserem 40 cm Induktor 3 größere Leydener Flaschen). Außerdem wird ein Glasscheibenkondensator dazu geschaltet von folgender Einrichtung: Eine Glasscheibe von ca. 60 cm² wird auf der einen Seite bis an den Rand mit Stanniolbelag versehen. Auf der anderen Seite wird nur eine Fläche von etwa 25 cm² belegt, so daß ringsum ein Glasrand von gleichmäßiger Breite freibleibt. Wählt man die Gesamtkapazität so, daß Resonanz des Sekundärsystems mit dem Wechselstrom entsteht, so erhält man über den Glasrand unter gewaltigem Getöse überschießende Blitze, deren rasche Folge einen herrlichen Anblick gewährt.

Göttingen, Physikalisches Institut der Universität, Abteilung für angewandte Elektrizitätslehre. Mai 1905.

(Eingegangen 2. Juni 1905.)

Apparat zur Messung magnetischer Feldstärken.

Von F. Paschen.

Das zu messende Feld wird nach einer Differentialmethode verglichen mit dem magnetischen Felde im Inneren einer von einem gemessenen Strome durchflossenen Spule. Auf einer Achse befinden sich 2 Induktoren, im folgenden stets mit I_k und I_g bezeichnet, welche nach Art der Hefner-Alteneckschen Trommelanker, aber ohne Eisenkerne gewickelt sind. Der eine Induktor I_g rotiert im Innern der Spule, der andere I_k in dem zu messenden Felde. Die in den Induktoren durch Induktion erzeugten elektromotorischen Kräfte werden gegeneinander geschaltet. Der Strom in der Spule wird so reguliert, bis ein in dem Kreise der Induktoren liegendes Galvanoskop stromlos ist. Der Strom der Spule für diese Abgleichung, multipliziert mit einer Apparatkonstanten, ist gleich dem Magnetfelde, in welchem der andere Induktor rotiert. Dieser Strom wird für die meisten praktischen Zwecke mittels eines Präzionsmilliamperemeters, für besonders hohe Genauigkeit aber mit den bekannten feineren Meßapparaten (Tangentenbussole oder dergl.) gemessen.

Da das zu messende Feld im allgemeinen bis in das Innere der Spule Streuungskraftlinien sendet, enthält die Spule eine Hilfswicklung. Man erregt das Feld, schaltet den Spuleninduktor I_g allein auf das Galvanoskop und kompensiert das Streufeld mittels eines

durch die Hilfswicklung gesandten regulierbaren Stromes, der aber nicht gemessen zu werden braucht. Dann schaltet man die Induktoren durch das Galvanoskop gegeneinander und gleicht den Strom der Spule ab. Auch die Spule streut Kraftlinien an den Ort von I_k. Dadurch, daß I_k aber eine n mal kleinere Windungsfläche erhält als I_g, ist das Feld der Spule n mal kleiner, als das zu messende. Die Wirkung dieser Streuung ist für größere Werte von n zu vernachlässigen. Der Abstand der Induktoren ist genügend groß, so daß selbst das Streufeld des Feldes meist sehr klein ist gegenüber dem Spulenfeld.

Sei w_k die Windungsfläche des Induktors I_k,
„ w_g „ „ „ „ I_g,
derart definiert, daß die elektromotorische Kraft des im Felde H rotierenden Induktors I_k gleich $cw_k H$ wird, wo c eine der Winkelgeschwindigkeit proportionale Größe ist (vgl. Anhang).

Sei ferner $F_g i$ das Magnetfeld, welches der Strom i in der Spule erzeugt, wo F_g die Fläche der Spule heißen möge.

Dann besteht für die oben angegebene Abgleichung die Gleichheit:

$$cw_k H = cw_g F_g i, \tag{I}$$

weil die beiden Induktoren mit gleicher Winkelgeschwindigkeit rotieren. Man erhält also:

$$H = \frac{w_g}{w_k} F_g i. \tag{II}$$

Die Bestimmung der Konstanten des Apparates.

1. Zur Bestimmung von $\frac{w_g}{w_k}$, des Verhältnisses der Windungsflächen der Induktoren wird auch I_k in eine Spule von der Fläche F_k gesetzt. F_k ist für die ausgeführten Modelle gleich F_g, was aber nicht nötig wäre. Man sendet durch beide Spulen Ströme und reguliert diese, bis die gegeneinander geschalteten Induktoren am Galvanoskop gleiche elektromotorische Kräfte zeigen. Seien i_k und i_g diese Ströme und sei $i_k F'_k$ das Feld in der zweiten Spule und zwar im Raume des kleinen Induktors I_k.[1])

Es besteht dann:

$$cw_g i_g F_g = cw_k i_k F'_k, \tag{III}$$

also

$$w_g/w_k = \frac{i_k}{i_g}\frac{F'_k}{F_g} \tag{IV}$$

Bei ungleichen Spulen vertauscht man diese jetzt und erhält dann die Ströme i'_k und i'_g. Sei F'_g das Feld der ersten Spule im Raume von I_k[1]):

$$w_g/w_k = \frac{i'_k}{i'_g}\frac{F'_g}{F_k}. \tag{V}$$

Aus IV und V folgt:

$$\frac{w_g}{w_k} = \sqrt{\frac{i_k}{i_g}\frac{i'_k}{i'_g}\frac{F'}{F}}\ ^{1)} \tag{Va}$$

$$F_g/F_k = \sqrt{\frac{i_k}{i'_k}\frac{i'_g}{i_g}}, \tag{Vb}$$

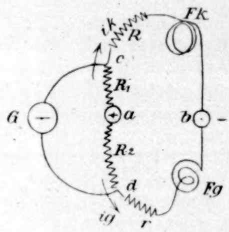
weil[1])

$$F'_k = 1{,}0037\ F_k$$

und

$$F'_g = 1{,}0037\ F_g.$$

Es ist also nötig, das Verhältnis zweier Stromstärken zu bestimmen. Diese Messung kann auf die Bestimmung des Verhältnisses zweier Widerstände zurückgeführt werden:



Seien a und b die Pole einer Batterie. Von a geht i_k durch R_1 und Ballastwiderstand R durch F_k nach b. Von a geht i_g durch R_2 und Ballast — Regulierwiderstand r über F_g nach b.

Von c und d leitet man zu einem Galvanoskop. Nach Ohms Gesetz fällt das Potential von a bis c um $i_k R_1$ von a bis d um $i_g R_2$. Ist G stromlos, so ist

$$i_k R_1 = i_g R_2$$

also

$$\frac{i_k}{i_g} = \frac{R_2}{R_1},$$

Man gleicht also die Widerstände so ab, daß zugleich das Galvanoskop der Induktoren und das Galvanoskop obiger Skizze stromlos sind. Es genügt dazu ein einziges schnell gedämpftes Galvanoskop kleiner Schwingungsdauer, welches durch geeignete Umschalter bald in den einen, bald in den anderen Kreis geschaltet wird.

Als stärker mit Strom zu belastender Widerstand (R_1) dient zweckmäßig einer der Nebenschlußwiderstände des Präzisionsmilliamperemeters.

Bei geringeren Ansprüchen an die Genauigkeit kann man auch i_k und i_g einzeln mit Präzisionsmilliamperemetern messen. Mit solchen Apparaten, die aber durch das Silber-

1) Das Feld jeder Spule im Raume von I_g ist um 3,7 Promille kleiner als im Raume von I_k (vgl. S. 374) $\frac{F'}{F} = 1{,}0037$.

voltameter geeicht und untereinander verglichen wurden, sind die bisherigen Messungen ausgeführt. Es sei aber betont, daß man nur das Verhältnis der Ströme zu bestimmen brauchte.

2. Zur Bestimmung von F_g (Fl. II) habe ich die Spule so in eine große[1]) Tangentenbussole eingebaut, daß die Zentren genau zusammenfallen. In dieses Zentrum setzt man ein Magnetsystem, welches möglichst an Fläche dem Meridianschnitt des Induktors I_g gleicht. Man lenkt das Magnetsystem durch einen Tangentenbussolenstrom i_T ab und bringt es durch einen Spulenstrom i_S wieder genau in seine Ruhelage. Das Feld $F_g \,.\, i_S$ muß dann gleich dem Felde $i_T \cdot \frac{2\pi}{10\,r}$ der Tangentenbussole vom Radius r sein, also

$$i_S \cdot F_g = i_T \frac{2\pi}{10\,r}, \tag{VI}$$

also

$$F_g = \frac{i_T}{i_S} \frac{2\pi}{10\,r}. \tag{VII}$$

Das Verhältnis i_T/i_S wird wieder genau nach der oben beschriebenen Methode bestimmt. Außerdem wird r nach bekannten Methoden ermittelt. Bei den bisherigen Messungen sind i_T und i_S einzeln mit Präzisionsmilliamperemetern ermittelt.

Die Orientierung des Magnetsystems wird mit Spiegel und Skala beobachtet. Bei der ersten Bestimmung des Verhältnisses w_g/w_k nimmt I_k einen kleineren Raum im Inneren der Spule ein, als I_g. Das Feld in diesem kleineren Raume wird ebenso bestimmt mit einem Magnetsysteme, dessen Fläche dem Meridianschnitte des kleineren Induktors I_k gleicht. Bei den Rollen des ausgeführten Modells war das Feld in dem Raume von I_k um 3,7 Promille stärker[2]) als in dem Raume von I_g.

Die Richtung des Spulenfeldes ist horizontal. Die Bürsten des Spuleninduktors sind so auf dem Kollektor eingestellt, daß der Induktionsstrom eine maximale Größe hat. Wenn das zu messende Magnetfeld nicht horizontal gerichtet ist, lassen sich die Bürsten des Kollektors von I_k meßbar drehen, bis der Induktionsstrom ein Maximum hat oder verschwindet. So mißt man die Neigung der Kraftlinien gegen die Horizontale und erhält nun bei der Kompensation das volle Feld.

Die Leitungen von dem Induktor bis zum Kollektor sind nahe der Achse geführt und schließen Flächen ein, welche gegen die Windungsflächen der Induktoren klein sind. Es kommt stets nur die eine Fläche der 2 Drähte in Betracht, welche zu den unter den Bürsten befindlichen Kollektorstreifen führen. Man vermeidet den Einfluß dieser Zuleitungen, wenn man diese Fläche so festlegt, daß sie senkrecht zu dem wirksamen Felde steht. Die Zuleitungen sind also nicht wie beim Hefner-Alteneckschen Modell in gerader Richtung zum Kollektor geführt, sondern unmittelbar am Induktor um 90 Grad gedreht. Die Bürsten liegen dann stets in einer Ebene, welche senkrecht zu den Kraftlinien orientiert ist. Der Versuch hat gezeigt, daß dadurch jeglicher Einfluß der Zuleitung verschwindet.

Die Strombelastung der Kompensationsspule darf nicht zu hoch werden, damit die Spule unverändert bleibt. Bei dem ausgeführten Modelle hielt die Spule bis zu 3 Amp. ohne Schaden aus. Da das Feld im Inneren bei 3 Amp. etwa 650 Gauß stark war, konnte noch ein Feld von $650 \frac{w_g}{w_k}$ Gauß gemessen werden. Allein auch für beliebig höhere Felder kann der Apparat gebraucht werden. Dazu gibt es zwei Wege:

1. Man dreht die Bürsten des Feldkollektors aus der Stellung maximaler Stromstärke um einen gemessenen Winkel φ (dazu dient eine Teilung am Bürstenhalter). Von dem Felde H wirkt dann der Betrag $H \cos \varphi$, den man kompensirt. Das Kosinusgesetz zeigte sich strenge gültig, wie aus theoretischen Gründen zu erwarten war (vgl. Anhang).

2. Man kann auch den Feldinduktor auf einen Widerstand schalten und von einem Teile dieses Widerstandes einen nach Ohms Gesetz berechneten Bruchteil der ganzen elektromotorischen Kraft entnehmen und diesen mit dem Spulenstrom kompensieren. Hierzu ist erforderlich, daß die Schwankungen des Widerstandes des Feldinduktors klein bleiben gegenüber dem Widerstande seines Stromkreises. Bei einem der Modelle betrug der Widerstand des Feldinduktors 2 Ohm und schwankte höchstens etwa um $^1/_{10}$ Ohm. Bei einem anderen 6 Ohm mit Schwankungen von höchstens $^1/_2$ Ohm. Zur Abzweigung genügten also 500 Ohm. Der erste Weg dürfte aber sicherer sein, da bei ihm der Hauptvorteil der Methode ausgenutzt wird: die Unabhängigkeit von den Bürstenwiderständen.

Zunächst habe ich nach dem angegebenen Prinzipe den Apparat und die Methode so weit ausgebildet, daß die Genauigkeit der Messung etwa $^1/_2$ Prozent beträgt.[1]) Die hierzu erforderlichen Messungen hat zum größten Teile Herr Erich Prümm ausgeführt. Derselbe wird in seiner Dissertation ausführlicher über Einzelheiten und Messungsergebnisse berichten.

Es sind bisher 3 Apparate hergestellt und

1) Radius 35 cm.
2) Dies ist in Fl. III bis Vb berücksichtigt.

1) Beim dritten Apparat ist die Genauigkeit wahrscheinlich größer.

untersucht. Bei dem ersten Apparate befinden sich 2 Induktoren auf den beiderseitigen Verlängerungen der Achse eines kleinen elektrischen Motors. Der kleine Feldinduktor war 5 mm breit und 10 mm lang. Beim zweiten und dritten Apparate enthielt die Achse in der Mitte ein Rad, welches von einem seitlich entfernt stehenden Motor mittels Schnurlaufs angetrieben wurde. So vermeidet man Störungen durch die Kraftlinien des Motors. Bei den 2 ersten Apparaten bestanden die Bürsten aus zahnbürstenartig angeordneten Kupferbürsten, mit 0,05 mm Kupferdrähten besetzt, welche durch Federung ihres Stieles gegen die Segmente des Kupferkollektors mittels Schrauben gedrückt wurden. Hier ist zwar ein guter Kontakt vorhanden. Aber die Kontaktlinie ist schlecht definiert. Darum wurden beim dritten Apparate mit Kupfergaze besetzte Kupferstreifen durch besondere Federn gegen den Kollektor gedrückt. Thermoströme störten bei keinem der Apparate. Die Induktoren enthielten 6 Wickelungskreise. Die Kollektoren waren gleich und hatten 6 Segmente. Die Spulen, für alle 3 Apparate gleich, hatten folgende Konstruktion: Auf einem starken Messingrahmen von 12 cm Durchmesser ist doppelt umsponnener Kupferdraht von 1 mm ⌀ gewickelt und dann paraffinirt. Zwei solcher Rollen bildeten auf einem Standbrette in durch Anschläge gegebenem Abstand eine Spule. Die 2 so gefertigten Spulen waren gleich und hatten bei 1 Amp. ein Feld von:

$F = 216{,}86$ Gauß im Raume des großen Induktor I_g

$F = 216{,}86 \times 1{,}0037$ Gauß im Raume des kleinen Induktor I_k.

Die Konstanten zweier der Apparate waren folgende:

	App. I	App. III
w_g/w_k	25,29	65,32
$F_g \times w_g/w_k$	5485	14165
gemessene	1111	1101
Felder	5781	5734
(Gauß)	9345	9276

Die Tabelle enthält die Resultate der Messung von 3 Magnetfeldern auf Grund der angegebenen Konstanten. Diese Felder sind mit einem Elektromagnet erzeugt. Die Differenzen von etwa 1 Proz. rühren zum Teil von verschieden starkem remanenten Magnetismus her, da man dasselbe Feld durch denselben Strom im Elektromagnet herstellte.

Mit dem Apparat I wurde bis 15000 Gauß eine Wismutspirale geeicht. Am Apparat II wurde der Einfluß der Lage der Zuleitungsdrähte studiert.

Mit Apparat III wurden die Elemente des Erdmagnetismus mit Ausnahme der Deklination ermittelt. Das Schema für derartige Messungen ist folgendes: Der kleine Induktor I_k läuft im Inneren der Rolle. Vom großen Induktor I_g ist die Rolle entfernt, weil diese eine Spur Eisen enthielt.

Stellung I. Achse horizontal im magnetischen Meridian. I_g ist stromlos, wenn seine Bürsten auf horizontale Felder eingestellt sind. Durch dies Kennzeichen findet man genau die horizontale Stellung der Bürsten.

I_g war stromlos bei Bürstenstellung $64{,}9^0$. Man drehe die Bürsten um 90^0. Sie wurden auf $154{,}9^0$ eingestellt. Die Bürsten von I_k bleiben auf horizontale Felder eingestellt. Auf I_g wirkt jetzt die vertikale Komponente V des Erdfeldes. Die 2 Induktoren werden durch das Galvanoskop[1]) gegeneinander geschaltet. Der Strom um I_k wird reguliert. Dann schaltet man die Induktoren hintereinander (geschaltet werden die durchs Erdfeld induzierten Ströme) und kompensiert wieder. Der zweite Versuch ist nötig, da von der Spule immer einige Streu-Kraftlinien zu I_g gelangen. Diese Streu-Kraftlinien verlaufen bei den 2 Schaltungen entgegengesetzt, da die Spulenströme kommutiert werden. Es fand sich:

bei Gegenschaltung $i = 0{,}12395$ Amp.
„ Serienschaltung $i = 0{,}12320$ Amp.
Mittel: 0,12358 Amp.

Es ist:

$$c w_g V = c w_k i F'_g$$

$$V = i F'_g 1 / \frac{w_g}{w_k}$$

$$V = \frac{0{,}12358 \times 216{,}86 (1 + 0{,}0037)}{65{,}32} = 0{,}4118 \text{ Gauß.}$$

Man dreht die Bürsten zurück in die Horizontalstellung. Diese ergab sich jetzt bei $64{,}6^0$. Die Bürsten wurden eingestellt auf das Mittel $64{,}8^0$.

Stellung II. Horizontale Achse senkrecht zum Meridian. An beiden Induktoren wirkt die horizontale Komponente H des Erdfeldes. Bei Gegenschaltung gilt:

$$c w_g (H + \gamma i') + c w_k H = c w_k F_g' i' \quad \text{(VIII b)}$$

Aus VIII a) und b)

$$H = 2 F_g' \frac{i i'}{\frac{w_g}{w_k}(i' + i) - (i' - i)}, \quad \text{(VIII c)}$$

wobei die Streuung eliminiert ist. Ist letztere gering, genügt die Formel

$$H = \frac{i + i'}{2} F_g' \frac{1}{w_g / w_k}.$$

1) Das benutzte Galvanoskop hatte 40 Ohm Widerstand. Ganze Schwingungsdauer 2 bis 3 Sek. Die Dämpfung war so, daß es nach einem Umkehrpunkt stillstand. Es war magnetisch geschützt und gab für 6×10^{-9} Amp. 1 mm Ausschlag.

Es ergab sich:
bei Serienschaltung $i' = 0{,}06039\ A$,
„ Gegenschaltung $i = 0{,}05909\ A$.

Die genaue wie die angenäherte Formel ergeben hieraus:

$$H = 0{,}1991 \text{ Gauß.}$$

Sind die Spulen eisenfrei, so bleibt I_g in seiner Spule. Man sendet durch diese einen H kompensierenden Strom. I_g ist allein auf das Galvanoskop geschaltet. I_k wird nicht benutzt.

Jetzt dreht man die Bürsten von I_g, bis I_g stromlos ist. Der Drehungswinkel ist das Komplement des Inklinationswinkels i.

I_g war stromlos bei Bürstenstellung $39^0{,}25$.
Also $90^0 - i = 64^0{,}8 - 39^0{,}25 = 25^0{,}55$,
$i = 90^0 - 25^0{,}55 = 64^0{,}45$.

Die Teilung war nicht genau genug, und die Führung bei der Drehung mangelhaft, so daß wohl Fehler von $^1/_2{}^0$ des in ganze Grade geteilten Kreises möglich waren. Eine vorgeschriebene Einstellung ließ sich nur mühsam bis auf $^1/_{10}{}^0$ vollziehen. An einem neuen Modell kann dies leicht verbessert werden, so daß die Bestimmung von i auch auf diesem Wege schnell und sicher möglich wird.

Jetzt werden die Bürsten um 90^0 verstellt. Sie wurden eingestellt auf $129^0{,}35$. Auf I_g wirkt die volle Erdintensität E, auf I_k $H = E \cos i$ und außerdem das Spulenfeld.

Bei Gegenschaltung:

$$c w_g (E - \gamma i_1 \cos i) = c w_k E \cos i + c w_k F_g' i_1 . \quad \text{(IX a)}$$

Bei Serienschaltung:

$$c w_g (E + \gamma i_1' \cos i) + c w_k E \cos i = c w_k F_g' i_1' . \quad \text{(IX b)}$$

Hieraus

$$E = 2 F_g' \frac{i_1 i_1'}{\frac{w_g}{w_k}(i_1' + i_1) - (i_1' - i_1)\cos i} . \quad \text{(IX c)}$$

Falls i_1 von i_1' wenig verschieden, genügt die Formel:

$$E = \frac{i_1 + i_1'}{2} F_g' \frac{1}{w_g / w_k}$$

Es fand sich:
bei Serienschaltung $i_1' = 0{,}13767\ A$,
„ Gegenschaltung $i_1 = 0{,}13747\ A$.

Nach der genauen oder der angenäherten Formel folgt:

$$E = 0{,}4584 \text{ Gauß.}$$

Ist die Spule eisenfrei, so bedarf man auch jetzt nicht I_k. Man läßt I_g in seiner Spule und kompensiert durch den Strom i_2 derselben die volle Erdkraft. Da die Spule zweckmäßig feststeht und horizontale Kraftlinien enthält, während I_g auf die Kraftlinienrichtung i unter der Horizontalen eingestellt ist, gilt nun:

$$c w_g (H - \gamma i) = c w_k H + c w_k F'_g i \quad \text{(VIII a)}$$

Die Streuung γi der Spule am Orte von I ist berücksichtigt.

Bei Serienschaltung der Induktoren gilt:

$$c w_g E = c w_g F_g i_2 \cos i,$$
$$E = F_g i_2 \cos i,$$

Zur Messung von H, i, E genügt also ein Induktor und eine Rolle, die aber eisenfrei sein müssen. Der Apparat wird dafür kürzer und enthält nur die Konstante F_g.

Die unabhängig voneinander ermittelten Werte kontrollieren sich selbst.

Es muß sein:

$$\operatorname{tg} i = \frac{V}{H} = \frac{0{,}4118}{0{,}1991}, \text{ woraus } i = 64^0{,}20$$
$$\sin i = \frac{V}{E} = \frac{0{,}4118}{0{,}4584}, \quad „ \quad „ = 63^0{,}94$$
$$\cos i = \frac{H}{E} = \frac{0{,}1991}{0{,}4584}, \quad „ \quad „ = 64^0{,}28$$

direkt beobachtet: $64^0{,}45$ (angenähert).

ferner $E^2 = H^2 + V^2$

$$E = \sqrt{0{,}1991^2 + 0{,}4118^2} = 0{,}4574$$

direkt bestimmt: 0,4584.

An der Stelle des großen Induktors wurde mittels Tangentenbussole und Silbervoltameters direkt gefunden:

$$H = 0{,}1993 \text{ Gauß. } \pm 0{,}00004$$

mittels Inklinatoriums:

$$i = 64^0{,}15 \pm 0{,}02^0.$$

Hieraus folgt $E = 0{,}4571$ Gauß.

Man könnte hiernach die Apparatkonstanten auch mittels des Erdfeldes bestimmen.

Die mitgeteilte Messungsreihe über den Erdmagnetismus hat eine Stunde Zeit erfordert inkl. der zwei Justierungen in Stellung I und II.

Anhang.

Theorie des benutzten Induktors.

Der 6-teilige Induktor hat 3 um $\frac{\pi}{3}$ gegeneinander geneigte gleiche (Doppel-)Wickelungen, welche so verbunden sind, daß die Summe der Projektionen der Wickelungsflächen auf eine einer Wickelungsfläche parallele Ebene beträgt:

$$w = w' \left(1 + 2 \cos \frac{\pi}{3}\right) = 2 w'$$

w' ist die Summe der Flächen einer Wickelung. Die Summe der Flächenprojektionen auf eine um α gegen eine Wickelungsebene geneigte Ebene findet sich

gleich $2 w' \cos \alpha = w \cos \alpha$.

Daher ist der Induktor für die Zeit einer Bürstenberührung gleichwertig einer einzigen Windung von der Fläche w, welche rotiert und an zwei Segmenten endet. Es finde Kontakt dieser Segmente mit den Bürsten statt von der Zeit t_1 bis zur Zeit t_2 entsprechend den Winkeln α_1 und α_2 zwischen Wickelungsebene und Richtung des Feldes H. Bei der Winkelgeschwindigkeit $\frac{2\pi}{T}$ ist dann:

$$\alpha_1 = t_1 \frac{2\pi}{T}, \alpha_2 = t_2 \frac{2\pi}{T}, \alpha_m = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2) \qquad \text{(I)}$$
$$= \frac{2\pi(t_2 + t_1)}{2T}$$

Wenn die Mitte des Kollektorsegmentes Kontaktlinie ist, sei α_m der Winkel zwischen w und H.

Bei der Stellung α treten $H \cdot w \sin \alpha$ Kraftlinien durch w hindurch. Die erzeugte elektromotorische Kraft E ist also:

$$E = d\frac{Hw \sin\alpha}{dt} = Hw \frac{d \sin 2\pi \frac{t}{T}}{dt}$$
$$= Hw \frac{2\pi}{T} \cos \frac{2\pi t}{T}$$
$$E = E' \cos 2\pi \frac{t}{T} \qquad \text{(II)}$$

wo
$$E' = Hw \frac{2\pi}{T}.$$

Zur Beobachtung gelangt der Mittelwert $\mathbf{E}$ von E während der Zeit $t_2 - t_1$:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{t_2 - t_1}\int_{t_1}^{t_2} E\,dt = \frac{1}{t_2 - t_1}\int_{t_1}^{t_2} E' \cos\frac{2\pi t}{T}\,dt$$
$$\mathbf{E} = \frac{E'T}{2\pi(t_2 - t_1)}\left[\sin 2\pi\frac{t_2}{T} - \sin 2\pi\frac{t_1}{T}\right].$$
$$\mathbf{E} = E' \frac{2T}{2\pi(t_2 - t_1)} \cos 2\pi\frac{t_2 + t_1}{2T} \qquad \text{(III)}$$
$$\sin 2\pi \frac{t_2 - t_1}{2T}$$

Es ist $\frac{t_2 - t_1}{T}$ das Verhältnis des Segmentbogens zum Kollektorumfang, also eine Apparatkonstante. Bei meinen Modellen ist

$$\frac{t_2 - t_1}{T} = 0{,}1565.$$

Also ist Konstante:

$$K = \frac{\sin 2\pi \frac{t_2 - t_1}{2T}}{2\pi \frac{t_2 - t_1}{2T}}.$$

Sie hat für meine Modelle den Wert:
$$K = 0{,}9580.$$

Mit Berücksichtigung von (I) folgt aus (III)

$$\mathbf{E} = E'K \cos\frac{\alpha_2 + \alpha_1}{2} = E'K \cos\alpha_m. \qquad \text{(IV)}$$

Ist $\alpha_m = 0$, d. h. wird die Mitte des Segmentes berührt, wenn w parallel H liegt, so hat $\mathbf{E}$ den Maximalwert $\mathbf{E}_m = E'K$. Dreht man die Bürsten dagegen um den Winkel α_m, so ist:
$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_m \cos\alpha_m.$$

Diese Betrachtung gilt für einen Induktor, für den es eine Bürstenstellung gibt, bei der $\mathbf{E}$ verschwindet. I_g ist ein solcher. Die Zuleitungsdrähte kommen gegen w_g nicht in Betracht. Für I_k gilt es weniger genau, weil in den (gedrehten) Zuleitungsdrähten eine kleine elektromotorische Kraft induziert wird, wenn $\alpha_m = 90^0$ ist, also für keine Bürstenstellung E genügend verschwindet. Trotzdem genügt auch I_k noch den obigen Beziehungen für die meisten Zwecke genau genug.

(Eingegangen 15. Mai 1905.)

Zu einer lichtelektrischen Arbeit des Herrn C. Schaefer.

Von Wilhelm Hallwachs.

Vor kurzem veröffentlichte in dieser Zeitschrift[1]) Herr Cl. Schaefer eine Arbeit über lichtelektrische Versuche an Elektrolytoberflächen. Er findet, daß die untersuchten Elektrolyte lichtelektrisch unempfindlich seien und sagt, daß nach seiner Literaturkenntnis solche Versuche noch nicht stattgefunden hätten. Insbesondere findet er Fuchsinlösungen lichtelektrisch unempfindlich. Nun hat bereits im Jahre 1888 Stoletow[2]) für eine Reihe von Lösungen, insbesondere für solche von Fuchsin, hervorragende lichtelektrische Empfindlichkeit nachgewiesen, ich selbst habe[3]), da für manche Fälle ein kleiner Einwand gegen Stoletows Versuche bestehen blieb, eine Reihe von Lösungen untersucht und bei Fuchsinlösungen auch die Abhängigkeit der lichtelektrischen Empfindlichkeit von der Konzentration bestimmt. Dasselbe hat später Herr G. C. Schmidt[4]) getan. Die Resultate der beiden ersten Arbeiten sind auch in Winkelmanns Handbuch mitgeteilt.[5]) Die drei genannten Beobachter haben konstatiert, daß Fuchsinlösungen nicht nur überhaupt lichtelektrisch empfindlich sind, sondern sogar ganz außerordentlich stark, so wie die Metalle. Auch neuerdings diente mir wieder die Empfindlichkeit der Fuchsinlösungen zu Versuchen.[6])

Es muß also bei den Versuchen des Herrn Cl. Schaefer entweder ein Irrtum unterlaufen sein, oder er hat, was aber beim Ziel seiner Arbeit nicht recht zulässig ist in Frage zu stellen, nicht wässrige, sondern z. B. alkoholische Lösung untersucht, welche nach meinen und Herrn G. C. Schmidts Versuchen lichtelektrisch unempfindlich ist.

Was nun die lichtelektrische Literatur betrifft, so möchte ich wiederholt[7]) darauf hin-

1) Cl. Schaefer, diese Ztschr. **6**, 265, 1905.
2) Stoletow, C. R. **106**, 1593, 1888.
3) W. Hallwachs, Gött. Nachr. 1889; Wied. Ann. **37**, 666, 1889.
4) G. C. Schmidt, Wied. Ann. **64**, 708, 1898.
5) Band III 1, 1893, S. 371.
6) W. Hallwachs, diese Ztschr. **5**, 489, 1904.
7) In der gerade zitierten Arbeit wies ich S. 492 ebenfalls darauf hin.

weisen, daß diese mit Hilfe der sehr dankenswerten Literaturzusammenstellung des Herrn v. Schweidler[1]) verhältnismäßig leicht zu übersehen ist.

Herr Schaefer erwähnt ferner im Eingang seiner Arbeit „die von Hertz entdeckte entladende Wirkung ultravioletten Lichtes auf negativ geladene Metallflächen". Demgegenüber möchte ich bemerken, daß Hertz selbst sich dahin aussprach[2]), daß nach seinen Versuchen „das ultraviolette Licht die Fähigkeit, die Schlagweite der Entladungen eines Induktoriums und verwandter Entladungen zu vergrößern", habe. „Die Verhältnisse, unter welchen es bei derartigen Entladungen seine Wirkung äußert," seien „freilich recht komplizierte und es" sei „daher wünschenswert die Wirkung auch unter einfacheren Bedingungen, insbesondere unter Vermeidung des Induktoriums zu studieren. Bei dem Versuch, nach dieser Hinsicht Vorteile zu erlangen", sei er „auf Schwierigkeiten gestoßen". Bezüglich dieser letzteren Bemerkung fügt er dann hinzu: „ich habe hiermit nicht sagen wollen, daß es mir nicht gelungen wäre, die Wirkung des Lichtes auf andere Entladungen als die des Induktoriums zu beobachten, sondern nur, daß es mir nicht gelang, Bedingungen zu finden, bei welchen der so wenig verstandene Vorgang der Funkenentladung durch eine einfachere Wirkung ersetzt war. Dies ist zuerst Herrn Hallwachs gelungen (Wied. Ann. **33**, 301, 1888). Die einfachste Wirkung, welche ich erzielte, war die, daß ich die Glimmentladung einer Batterie von 1000 kleinen Planté-Akkumulatorenzellen zwischen Messingkugeln in freier Luft durch das Licht zum Überschlagen brachte, bei einem Abstand der Kugeln, welchen sie ohne Hilfe des Lichtes nicht zu überspringen vermochte." Wenn schon Herr Hertz mir hierdurch die Entdeckung der Wirkung des ultravioletten Lichtes auf negativ geladenen Metallflächen zuwies, so haben sich ihm auch die späteren Autoren auf diesem Gebiet angeschlossen.[3])

1) E. v. Schweidler, Wien. Ber. **107**, 902, 1898, neuerdings auch Jahrbuch d. Radioakt. **1**, 358, 1904.

2) H. Hertz, Untersuchungen über die Ausbreitung der elektrischen Kraft, Leipzig, Barth. 1892. S. 86 u. 289 Nachtrag 11.

3) Winkelmann, Handbuch der Physik III, 1, 1893, S. 371; Warburg, Berl. Ber. **12**, 223, 229, 231, 1896; v. Schweidler, Wien. Ber. **107**, 883, 1898; Lenard, Ann. d. Ph. **1**, 499, 1900; **3**, 318, 1900; Kreusler, Ann. d. Ph. **8**, 398, 1901; Warburg, Experimentalphysik, V. Aufl. 297. 1901; Wulf, Ann. d. Ph. **9**, 947, 1902; H. Starcke, Experimentelle Elektrizitätslehre, Teubner 1904, S. 369; Nothdurft, Einige Versuche über den Hallwachs- und LeBon-Effekt, Diss. Freiburg (Himstedt) 1904; Lutz, Untersuchungen über die atmosph. Elektrizität, Diss. München (Ebert) 1904, S. 31 f.

Dresden, 24. Mai 1905, Physik. Inst. der techn. Hochschule.

(Eingegangen 25. Mai 1905.)

Schaltung zur maximalen Ausnutzung der Resonanzeffekte in den Empfangsstationen für drahtlose Telegraphie.

Von J. Hettinger.

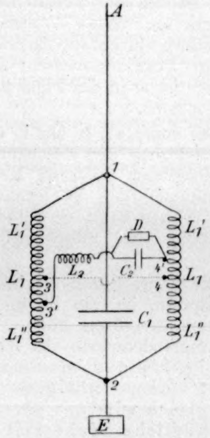
Die Anwendung des Resonanzprinzips in den Empfangseinrichtungen der drahtlosen Telegraphie bezweckt:

1. die Empfindlichkeit des Empfängers für eine und dieselbe aufgenommene Energie zu steigern und

2. die Selektion der Telegramme möglichst zu sichern.

Folgende Schaltung sucht hauptsächlich diesem zweiten Zwecke zu entsprechen, d. h. in den Grenzen der „Selektionsmöglichkeit" sollen die Resonanzeffekte derart erzielt und angewandt werden, daß die Sicherheit der Selektion ihr Maximum erreicht.

a) Das untere Ende der Antenne ((1) Fig. 1) ist an zwei Selbstinduktionsspulen, deren Größen



L_1, L_1 immer identisch gehalten werden, angeschlossen. Die Endpunkte (2) dieser Spulen werden miteinander verbunden und zur Erde abgeleitet. Arbeitet die Empfangsstation mit einer ganz bestimmten Wellenlänge, so müssen L_1, L_1 solche Werte besitzen, daß sie, im Verein mit der Antenne (1 A), in einer entsprechenden Viertelwellenlänge schwingen. Die Erfüllung dieser Bedingung entspricht einem ersten Resonanzeffekt. Die zwischen 1, 2 herrschende E.M.K. wird zu einem Maximum.

b) Ist zu den Selbstinduktionsspulen L_1, L_1 eine Kapazität C_1 parallel geschaltet und entspricht die letzte Größe, im Verein mit den ersteren, der Resonanzbedingung: $m^2 C_1 \cdot \frac{L_1}{2} = 1$, ($m = 2\pi n$

$= \frac{2\pi}{T}$ und $T =$ Zeitperiode der oszillatorischen Fernströme), so wird dadurch ein zweiter Resonanzeffekt erzielt. Bei einem und demselben in 1 ein-, in 2 ausgeleiteten Gesamtstrom wachsen die in den parallelgeschalteten Zweigen zirkulierenden Teilströme zu resp. Maxima an.

c) Zwischen einer Windung der einen Selbstinduktionsspule L_1 und irgendeiner Windung der anderen Spule L_1 herrscht eine bestimmte E.M.K. von bestimmter Frequenz ($m = 2\pi n$ oben). Wird zwischen zwei solchen Punkten ($3'$, $4'$) eine Selbstinduktion L_2 und eine Kapazität C_2 eingeschaltet und sind deren Werte von solcher Größe, daß der Resonanzformel $m^2 C_2 L_2 = 1$ wieder Genüge geleistet wird, so erzielt man einen dritten Resonanzeffekt. Je nachdem der angewandte Wellenanzeiger auf Spannung oder auf Strom anspricht, sind L_2 und C_2 hintereinander resp. parallel zu schalten; im ersten Falle steigen die Teilspannungen, im zweiten die Teilströme zu respektiven Maxima an. Dem Wellenanzeiger ist selbstverständlich ein entsprechender und praktisch zulässiger Platz anzuweisen; der Anschaulichkeit halber ist er in der Figur parallel zu C_2 eingetragen worden.

Diese hier durch a), b) und c) vorgebrachte dreifache Ausnützung des Resonanzprinzips gewährt die möglichst spitzeste Resonanzkurve für die Betätigung des Wellenanzeigers; von praktischem Nutzen kann sie jedoch nur durch die Anwendung des folgenden Kunstgriffes werden.

Damit die Fernströme den Wellenanzeiger betätigen können, ist ein Strom- oder Spannungsminimum derselben nötig. Unterdrückt man die Amplitudenwerte der Resonanzkurve gleichmäßig, bis der maximale Abstimmungswert dem nötigen Wirkungsminimum gleich wird, so erreicht man die maximal mögliche Sicherheit der Selektion.

Das oben geschilderte Empfangssystem gestattet nun das leichte Herausfinden dieses Minimums.

Da die zwei Selbstinduktionsspulen L_1, L_1 in jeder Weise einander gleichwertig sind und außerdem symmetrisch angeordnet wurden, so wird in je zwei analog gegenüberliegenden Windungen dasselbe Potential herrschen, sowie derselbe Strom fließen. Wird die aus C_2, L_2 und dem angewandten Wellenanzeiger gebildete Brücke zwischen zwei solchen Punkten eingeschaltet, so ist die an 3, 4 herrschende Potentialdifferenz Null und der durch die Brücke fließende Strom ist ebenfalls Null. Die Regulierung der wirksamen E.M.K. geschieht nun dadurch, daß man gleichzeitig und aus einer Nullage ausgehend je eine Windung rechts, nach oben aus- und links nach unten einschaltet. Die zur Brücke parallel sich befindlichen Zweige: $3'$, L_1', 1, L_1' $4'$ und $3'$, L_1'', 2, L_1'', $4'$ behalten infolgedessen immer dieselben Werte, während die Potentialdifferenz ($3'$, $4'$) nach Belieben vergrößert werden kann. Das Minimum, worunter der Wellenanzeiger in Tätigkeit tritt, ist somit leicht ausfindbar und die Kontrolle, daß man tatsächlich in der Nähe dieses Minimums arbeitet, eine der möglichst leicht ausführbaren.

London, den 13. März 1905.

(Eingegangen 15. März 1905.)

Theorie und Praxis in der drahtlosen Telegraphie.

(Antwort auf die Erwiderung von Herrn J. Zenneck.[1])

Von Erich F. Huth.

Auf die Erwiderung von Herrn J. Zenneck bemerke ich:

Zu 1: Die von Herrn Zenneck gewünschte Untersuchung über die Abhängigkeit der Stromamplituden von der Strahlung wäre notwendig gewesen, um die Angabe: „Infolgedessen ist der durch die Entmagnetisierung resultierende Ausschlag proportional der elektromagnetischen Strahlung" zu rechtfertigen. Sie ist nicht gemacht worden. Es handelt sich daher bei den Ausschlägen des Oszillationsgalvanometers, wie durch die Vergleiche mit dem Thermoelement bewiesen wurde, um eine Proportionalität mit der Größe des elektrischen Vektors der elektromagnetischen Strahlung, d. h. mit der Wirkung des Senders auf den Empfänger.

Zu 2: Unter diesen Umständen ist der Versuch über die Abhängigkeit der Strahlung von der Entfernung so zu deuten, daß bei den hier behandelten kleinen Abständen eine Abnahme der Amplitude der elektrischen Feldintensität proportional $\frac{1}{r^2}$ erfolgt. Damit werden auch die in a), b), c) gemachten Ausstellungen gegenstandslos.

Zu 3: Die hier von Herrn Zenneck gegen meine Schlußfolgerungen auf die Verhältnisse in der drahtlosen Telegraphie gemachten Einwendungen kann ich nicht als triftig anerkennen.

Zu 4: Dieser Einwurf erledigt sich durch das zu 2 Gesagte. Die Stelle bei Slaby, wo es sich um die Versuche von Preece handelt, hielt ich mich zu zitieren für berechtigt, weil Slaby im Anschluß an die Ableitung der Be-

1) Diese Zeitschr. **6**, 107, 1905.

ziehung Reichweite $= \frac{l^2 J}{r T}$ fortfährt: „Das sind die einfachsten Grundgesetze, welche auch die heutige drahtlose Telegraphie befolgt."

Zu 5: Meine Versuchsanordnung bestand nicht einfach aus einem Sender von 2 m Länge, an welchem ein 6 m langer Draht, der zur Erde führte, angeschlossen war, sondern dieser Erddraht war auf dem Fußboden des Laboratoriums verlegt. Man konnte daher zweifelhaft sein, wo die Erdung begann. Wenn der Erddraht eine Verlängerung des Senders bedeutet hätte, so hätte das Oszillationsgalvanometer bei der Aufnahme der Resonanzkurve schwerlich bei der Empfängerlänge ein Maximum gezeigt, welche der Frequenz des ungeerdeten Senders entsprach. Aus diesem Grunde konnte daher der Sender als ein solcher angesehen werden, dessen unteres Ende mit einer gegen die Senderlänge sehr kurzen Leitung mit der Erde verbunden ist.

Zu 6: Die Angabe von Slaby ist von mir mißverstanden worden. Es ist kein Widerspruch vorhanden zwischen dieser und der zitierten Bemerkung von Abraham.

Zu 7: Herr Zenneck konstatiert einen Widerspruch meiner Angaben, indem er die Sätze gegenüberstellt: „Durch die hier beschriebene Methode ist man imstande, die Wirksamkeit verschiedener Sender- und Empfängerkombinationen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden, im Laboratorium zu untersuchen und zu vergleichen" und „daß in einem Laboratorium die bei der praktischen Ausführung der Funkentelegraphie hier vorhandenen Bedingungen durch äquivalente Anordnungen nicht erfüllt werden können." Durch den letzten Satz sollen aber, wie aus S. 41 meiner Dissertation hervorgeht, die Hauptschwierigkeiten bei Untersuchungen über den Einfluß der Erdung gekennzeichnet werden, so daß ein Widerspruch mit dem ersten Satz nicht vorhanden ist, zumal da Mittel angegeben werden, wie man diese Schwierigkeiten überwinden kann.

(Eingegangen 30. März 1905.)

Die Sichtbarmachung stehender elektrischer Schwingungen.

Von E. Grimsehl.

Um stehende elektrische Schwingungen zu demonstrieren, verwende ich seit langer Zeit mit Erfolg eine Modifikation der Aronschen Röhre. Während bei dieser die Drähte, längs denen sich die elektrischen Wellen fortpflanzen, innerhalb eines weiten, mit verdünnter Luft gefüllten Rohres geradlinig ausgespannt sind, klebe ich auf die Außenwandung der Röhre zwei schmale Stanniolstreifen einander diametral gegenüber. Diese Stanniolstreifen werden an dem einen Ende mit dem Erreger für die elektrischen Wellen verbunden. Gerade wie bei der Aronschen Röhre leuchtet die Röhre an den Stellen hoher Potentialdifferenz hell auf, während an den Potentialknoten das Innere der Röhre dunkel bleibt. Die zur Abstimmung der Wellen erforderliche Brücke besteht aus einem kleinen Kupferdraht, der federnd gebogen ist und so auf die Stanniolstreifen gesetzt wird, daß er zwei gegenüber liegende Punkte miteinander verbindet. Man kann dann mühelos diese Brücke an beliebigen Punkten der Stanniolstreifen auf das Rohr aufsetzen oder auch mehrere solcher Brücken verwenden. Die Länge der Stanniolstreifen kann durch Ankleben kleiner Enden leicht reguliert werden, so daß es zur Ausbildung vollkommen abgestimmter Wellen kommt. Man kann auch mehrere Röhren derselben Art hintereinander legen und die entsprechenden Stanniolbelegungen durch schmale Stanniolstreifen oder dünne Drähte miteinander verbinden, auf diese Weise also Wellensysteme von beliebiger Länge herstellen. Will ich ein längeres Drahtsystem auf kleinem Raum vereinigen, so verwende ich ein schlangenförmig gebogenes Rohr von mehreren Metern Länge, dessen Inneres luftverdünnt ist, und auf dem die Stanniolstreifen an zwei gegenüber liegenden Seiten aufgeklebt werden. Die Herstellung derartiger Röhren ist äußerst leicht und bietet vor der Aronschen Röhre besonders den Vorteil, daß man nicht nur auf geradlinig ausgespannte Drähte angewiesen ist.

(Eingegangen 15. Mai 1905.)

Bestimmung der piezoelektrischen Konstanten von kristallisierter Weinsäure.

Von T. Tamaru.

Einleitung.

Die allgemeine Theorie der Piezoelektrizität ist von Herrn Voigt[1]) aufgestellt worden, während diesbezügliche experimentelle Untersuchungen über die rhomboedrischen Kristalle, Turmalin und Quarz von den Herren Riecke und Voigt[2]), weitere über den regulären Kristall Natriumchlorat, über Quarz und über den rhombischen Kristall Seignettesalz von Herrn F. Pockels[3]) vorliegen. Monokline Kristalle bieten wegen ihrer niedrigeren Symmetrie eine noch größere Mannigfaltigkeit im piezoelektrischen Verhalten als die vorgenannten. Die nachstehende Untersuchung über den hemimorphisch

1) Voigt, Abhandl. d. k. Ges. d. Wiss. Göttingen, **36**.
2) Riecke u. Voigt, Wied. Ann. **45**.
3) F. Pockels, Abhandl. d. k. Ges. d. Wiss. Göttingen, **39**.

monoklinen Kristall Rechtsweinsäure wurde auf Anregung von Herrn Voigt unternommen. Im Laufe der Untersuchung kamen die Eigenschaften des Kristalls in verschiedener unangenehmer Weise zur Geltung — seine Weichheit, Sprödigkeit, Löslichkeit in Alkohol (beim Versuch, die Kristallfläche mit Schellack zu überziehen) und seine verhältnismäßig niedrige Schmelztemperatur (bei der Behandlung mit geschmolzenem Paraffin). Da die beobachteten Werte selbst bei derselben Lage desselben Präparats nicht immer gute Übereinstimmung aufwiesen, so habe ich die verschiedenen Fehlerquellen untersucht und bin zum Schluß gekommen, daß die Hauptfehlerquelle in der Ungleichmäßigkeit des Druckes zu suchen sei. Eine besondere Behandlungsweise, die ich in der Hoffnung, ihren Einfluß zu vermeiden, anwandte, ergab nicht Erfolg im gewünschten Maße. Dieser Punkt wird in späteren ähnlichen Untersuchungen noch einer Verbesserung bedürfen. Indessen dürften durch die vorliegende Untersuchung die dem Weinsäurekristall angehörigen piezoelektrischen Konstanten je nach ihrer Größe auf 10—20 Proz. bestimmt und somit sein piezoelektrisches Verhalten in seinen allgemeinen Zügen festgestellt sein.

1. Allgemeine Skizze der Theorie und der Beobachtungsmethode.

Bei einem Weinsäurekristall, dessen zweizählige Symmetrieachse parallel der z-Achse ist — die positive z-Richtung von dem antilogen nach dem analogen Pol hin, und x-Achse $\perp$ der Spaltfläche gezeichnet — gilt für die Komponenten des erregten elektrischen Momentes nach Voigt

$$A = \quad . \quad . \quad . \quad d_{14} Y_z + d_{15} Z_x \quad . \;,$$
$$B = \quad . \quad . \quad . \quad d_{24} Y_z + d_{25} Z_x \quad . \;,$$
$$C = d_{31} X_x + d_{32} Y_y + d_{33} Z_z + \quad . \quad . \; + d_{36} X_y.$$

Wenn ein homogener Druck D in einer Richtung mit den Richtungskosinus $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ wirkt, und wenn die Spannung senkrecht dazu $= 0$ ist, so gilt

$$A = -D \{ \quad . \quad . \quad d_{14}\alpha_2\alpha_3 + d_{15}\alpha_3\alpha_1 \quad . \; \},$$
$$B = -D \{ \quad . \quad . \quad d_{24}\alpha_2\alpha_3 + d_{25}\alpha_3\alpha_1 \quad . \; \},$$
$$C = -D \{ d_{31}\alpha_1^2 + d_{32}\alpha_2^2 + d_{33}\alpha_3^2 \quad + d_{36}\alpha_1\alpha_2 \}.$$

Das Moment in der Richtung $(\beta_1 \beta_2 \beta_3)$ ist dabei

$$B_\alpha = -D \{ d_{31}\alpha_1^2\beta_3 + d_{32}\alpha_2^2\beta_3 + d_{33}\alpha_3^2\beta_3 + d_{14}\alpha_2\alpha_3\beta_1 + d_{24}\alpha_2\alpha_3\beta_2 + d_{15}\alpha_3\alpha_1\beta_1 + d_{25}\alpha_3\alpha_1\beta_2 + d_{36}\alpha_1\alpha_2\beta_3 \}.$$

I. Mit einem Parallelepiped, dessen Flächennormalen

$$\xi(1,0,0), \quad \eta(0,1,0), \quad \zeta(0,0,1)$$

sind, kann man beobachten die Momente

$$\Xi_\xi = \Xi_\eta = \Xi_\zeta = 0, \quad H_\xi = H_\eta = H_\zeta = 0,$$
$$Z_\xi = -D \cdot d_{31}, \quad Z_\eta = -D \cdot d_{32}, \quad Z_\zeta = -D \cdot d_{33},$$

wobei die Buchstaben die Richtung des Momentes, die Indices diejenigen des Druckes andeuten.

II. Mit einem Parallelepiped, dessen Flächennormalen

$$\xi(1,0,0), \quad \eta\left(0, \frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}\right), \quad \zeta\left(0, -\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}\right)$$

sind, beobachtet man

$$\Xi_\xi = 0, \quad H_\xi = -D \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} d_{31}, \quad Z_\xi = -D \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} d_{31},$$
$$\Xi_\eta = -D \cdot \frac{1}{2} d_{14}, \quad H_\eta = -D \cdot \frac{1}{2\sqrt{2}} (d_{32} + d_{33} + d_{24}),$$
$$Z_\eta = -D \cdot \frac{1}{2\sqrt{2}} (d_{32} + d_{33} - d_{24}),$$
$$\Xi_\zeta = +D \cdot \frac{1}{2} d_{14}, \quad H_\zeta = -D \cdot \frac{1}{2\sqrt{2}} (d_{32} + d_{33} - d_{24}),$$
$$Z_\zeta = -D \cdot \frac{1}{2\sqrt{2}} (d_{32} + d_{33} + d_{24}).$$

III. Mit einem Parallelepiped, dessen Flächennormalen

$$\xi\left(\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, -\frac{1}{\sqrt{2}}\right), \quad \eta(0,1,0), \quad \zeta\left(\frac{1}{\sqrt{2}}, 0, \frac{1}{\sqrt{2}}\right)$$

sind, beobachtet man

$$\Xi_\xi = +D \frac{1}{2\sqrt{2}} (d_{31} + d_{33} + d_{15}), \quad H_\xi = +D \cdot \frac{1}{2} d_{25},$$
$$Z_\xi = -D \frac{1}{2\sqrt{2}} (d_{31} + d_{33} - d_{15}),$$
$$\Xi_\eta = +D \frac{1}{\sqrt{2}} d_{32}, \quad H_\eta = 0, \quad Z_\eta = -D \frac{1}{\sqrt{2}} d_{32},$$
$$\Xi_\zeta = +D \frac{1}{2\sqrt{2}} (d_{31} + d_{33} - d_{15}),$$
$$H_\zeta = -D \cdot \frac{1}{2} d_{25}, \quad Z_\zeta = -D \frac{1}{2\sqrt{2}} (d_{31} + d_{33} + d_{15}).$$

IV. Mit einem Parallelepiped, dessen Flächennormalen

$$\xi\left(\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}, 0\right), \quad \eta\left(-\frac{1}{\sqrt{2}}, \frac{1}{\sqrt{2}}, 0\right),$$
$$\zeta(0, 0, 1)$$

sind, beobachtet man

$$\Xi_\xi = \Xi_\eta = \Xi_\zeta = 0, \quad H_\xi = H_\eta = H_\zeta = 0,$$
$$Z_\xi = -D \cdot \frac{1}{2} (d_{31} + d_{32} + d_{36}),$$
$$Z_\eta = -D \cdot \frac{1}{2} (d_{31} + d_{32} - d_{36}), \quad Z_\zeta = -D d_{33}.$$

Man sieht, daß mit diesen verhältnismäßig einfach orientierten Präparaten die sämtlichen Konstanten bestimmt werden können. Die Bestimmung der Erregung in einer gegebenen Richtung durch einen in einer gegebenen Richtung wirkenden Druck, die, wie weiter unten auseinandergesetzt, nicht etwa durch eine einfache einmalige Ablesung geschieht, bildet eine „Beobachtungsserie".

Die zur Beobachtung benutzten Kristallprä-

parate waren in Form rechtwinkliger Parallelepipeda mit ungefähr gleichlangen (ca. 7—8 mm) Kanten geschnitten. An die Druckflächen wurden mittels Paraffins zwei 7 mm dicke, quadratische, sorgfältig eben geschliffene Bernsteinstücke (Seitenlänge = 13 mm) angekittet. Das eine (obere) Bernsteinstück trug auf seiner oberen Fläche ein nach oben schneidenförmiges Eisenstück, welches in der Mitte der Schneide einen kleinen Schnitt trug. Das ganze System wurde auf eine horizontale, von einem Tische seitwärts hervorragende Unterlage gelegt. Über die Schneide wurde ein rechtwinkliger Rahmen gehängt, so daß der markierte Mittelpunkt des oberen Rahmenrandes auf dem Schnitt ruhte, während vom Mittelpunkt des unteren Rahmenrandes die den Druck ausübenden Gewichte mit Bindfaden gehängt wurden. Der Kristall wurde entlastet oder belastet, indem man zwei andere, ebenfalls an die Gewichte befestigte Bindfäden, welche von da schief rechts und links nach festen Punkten des Tisches und darüber zur Beobachtungsstelle geführt wurden, zugleich zog oder losließ. Diese Einrichtung ließ das Schwingen der Gewichte fast ganz vermeiden, welches sonst auf den Kristall eine wechselnde horizontale Kraft ausgeübt und eine störende elektrische Erregung hervorgebracht hätte; die dabei noch übrigbleibende seitliche Bewegung der Gewichte wurde dadurch unterdrückt, daß das unterste Gewichtsstück ganz in Öl getaucht wurde. Das wirkende Gewicht, also mit Abzug des Auftriebs des Öls, betrug 3,27 oder 2,27 kg, wovon 0,5 kg konstant hängen blieb.

Die Flächen, deren Ladungen untersucht werden sollten, wurden mittels Paraffins mit Stanniol belegt und mit federnden Metallstücken berührt, welche zur Erde resp. zu einem Quadrantenpaar des Elektrometers geleitet waren. Die anderen Quadranten wurden ein für allemal zur Erde abgeleitet, während die Nadel mit einer Akkumulatorenbatterie von 80 Elementen geladen wurde.

Die Kapazität des geladenen Systems wurde aus zwei Beobachtungen bestimmt, indem man es mit zwei verschiedenen bekannten Kapazitäten — nämlich mit einem Plattenkondensator (Durchmesser = 14,6 cm) von 1 resp. 2 mm Plattendistanz, die sich nach Kirchhoffs Formel = 131,4 resp. 71,2 cm berechneten — verband und sonst in ganz denselben Umständen piezoelektrische Messung vornahm. Die Kapazität des übrigen Teiles wurde in früheren Beobachtungen durchschnittlich = 47,9, in späteren = 57,8 cm gefunden. Die Hauptversuche wurden auch immer unter Hinzufügung einer der genannten Kondensatorkapazitäten ausgeführt. Die Elektrometerskala wurde mit einem Westonschen Normalelement kalibriert, und zwar einmal in jeder Serie, indem man die Skalenwerte beobachtete, die dem Potential 0, $+V_1$ und $-V_1$ (wo V_1 die E. M. K. des Normalelementes ist) entsprechen, und eine in dem Skalenwert quadratische Formel für das Potential annahm.

Die Bestimmung der durch eine Druckänderung verursachten Ablenkung wurde nach der an anderer Stelle[1]) beschriebenen Methode ausgeführt. Die darin vorkommende Konstante p wurde in jeder Beobachtungsserie besonders bestimmt.

2. Die Druckvorrichtung und die piezoelektrische Erregung.

Beim Druckänderungsverfahren war es notwendig, die folgenden Punkte besonders zu beachten:

a) Die Normalität des Druckes auf die gedrückten Flächen. Diese wurde einmal dadurch gesichert, daß der Druck direkt durch die Schwerkraft (ohne diese, wie zuerst versucht wurde, mittels eines Hebels zu übertragen), also sicher lotrecht angewandt wurde. Dann aber mußten die Flächen horizontal sein. Zu diesem Zwecke wurde beim Verfertigen des unteren Bernsteinstückes besonders für seine gleichförmige Dicke gesorgt, und der Kristall wurde mit ihm gekittet, indem man die beiden Teile, während noch das Paraffin flüssig war, fest gegeneinander drückte und sie so hielt, bis das Paraffin fest war. Dann blieb nur noch der Einfluß der Abweichung von der Horizontalen der Unterlage; dieser wurde dadurch eliminiert, daß man dieselbe Beobachtung zweimal direkt nacheinander durchführte, das zweite Mal nach einer Drehung von 180° des gekitteten Systems um die Vertikale, und den Mittelwert aus den beiden nahm.

b) Die Influenz wegen der Erregung an den anderen Flächen. Auf dem Stanniolblatt selber wäre der Gesamteffekt = 0. Da die Leitung durch das federnde Metallstück nach einer Seite von der Belegung stattfand, so mußte die fremde Erregung an dieser Seite influenzierend wirken. Wenn man aber bei der Messung der Erregung der anderen belegten (zuerst zur Erde abgeleiteten) Fläche in derselben Lage des Kristalls das Leitungsstück an derselben Seite wie vorher anbrächte, so wäre der Einfluß der Influenz auf den absoluten Wert der Erregung entgegengesetzt. Der Mittelwert aus den beiden wäre also von diesem Einfluß frei.

c) Die Gleichmäßigkeit des Druckes. Diese ist sehr schwierig zu bewerkstelligen. Wie gut die Flächen auch geschliffen waren, so konnte man nicht etwa annehmen, daß bei bloßem Drauflegen der Kontakt mit den Bernstein-

1) Diese Zeitschr. 6, 285, 1905.

stücken auf der ganzen Fläche stattfände, geschweige denn, daß der Druck gleichmäßig wäre. Ein Polster, etwa aus Kautschuk, dazwischen zu schalten, wurde sogleich als unzweckmäßig verworfen wegen anscheinend durch Reibungselektrizität bewirkter Unregelmäßigkeiten. Schellack, womit zuerst die Isolierung der Flächen versucht wurde, hatte nur den Effekt, die Flächen zu verschlechtern, wegen der Löslichkeit der Weinsäure in Alkohol, wenn man auch mit kleinen Mengen von dicker Lösung verfuhr. Schließlich wurde Paraffinkitt als der zweckmäßigste angenommen; er erwies sich genügend fest in der gewöhnlichen Temperatur und isolierte auch (wenigstens nicht sehr lange nach der Verfertigung) gut genug. Der Kitt war so fest, daß das Losmachen bloß mit dem Druck der Hand manchmal nicht gelang. Da das Paraffin in geschmolzenem Zustande den Zwischenraum ganz erfüllte und gleich darauf fest wurde, so konnte man wenigstens des Kontaktes über die ganze Fläche sicher sein. Es wurde deshalb vermutet, daß, wenn auch nicht die wirkliche Druckverteilung, so doch die Verteilung der Druckzu- resp. -abnahme ziemlich gleichmäßig sein würde, vorausgesetzt eine zentrische Verkittung des Kristalls mit dem oberen Bernsteinstücke. Diese Annahme scheint indessen nicht ganz zutreffend zu sein, denn die beobachteten Werte für dieselbe Lage des Kristalls und der Belegung wiesen meistens viel größere Abweichungen voneinander auf, als für Beobachtungsfehler gelten konnten. Beim Mangel einer besseren Methode in dieser Hinsicht mußte ich aber doch bei der genannten bleiben.

Wenn man nun die Verteilung der Druckzu- und -abnahme bei einer zentrischen Kraftanwendung als gleichmäßig annehmen darf, so kann man die Verteilung bei einer wenig exzentrischen Anwendung der Kraft (d. h. wenn der Kristall und das obere Bernsteinstück nicht ganz konzentrisch gekittet wurden, was natürlich vorausgesetzt werden muß) als linear variierend annehmen, und in diesem Sinne wird jede der beiden Belegungen zwar nicht die richtige Ladung aufweisen, aber der Mittelwert der an beiden beobachteten Ladungen wird wenigstens in der ersten Annäherung vom Einfluß der Exzentrizität der Kraft frei sein.

Wenn die Stanniolbelegungen an die Druckflächen angebracht werden sollten, habe ich auch erst nach dem oben Gesagten verfahren, dann die zusammengekitteten Teile auseinander genommen und Stanniolblättchen dazwischen gelegt, die in der Mitte zweier gegenüberstehenden Seiten zum Zweck der Leitung je mit zwei kleinen Zungen versehen wurden. Bei diesen Versuchen dürfte die Ungleichmäßigkeit der Druckverteilung einen kleineren Einfluß gehabt haben, als wenn die Belegungen an den Seiten wären, insofern als die Ladung von der Größe der Druckflächen unabhängig ist.

d) Berücksichtigung der Abweichung der Orientierung der Würfelflächen von der beabsichtigten. Durch Abweichung der Druckrichtung und der Belegflächennormalen wird eine Änderung des Momentes verursacht.

$$\delta B_\alpha = -D\{(2\alpha_1\beta_3\cdot d_{31} + \alpha_3\beta_1\cdot d_{15} + \alpha_3\beta_2\cdot d_{25} + \alpha_2\beta_3\cdot d_{36})\delta\alpha_1 + (2\alpha_2\beta_3\cdot d_{32} + \alpha_3\beta_1\cdot d_{14} + \alpha_3\beta_2\cdot d_{24} + \alpha_1\beta_3\cdot d_{36})\delta\alpha_2 + (2\alpha_3\beta_3\cdot d_{33} + \alpha_2\beta_1\cdot d_{14} + \alpha_2\beta_2\cdot d_{24} + \alpha_1\beta_1\cdot d_{15} + \alpha_1\beta_2 d_{25})\delta\alpha_3 + (\alpha_2\cdot d_{14} + \alpha_1\cdot d_{15})\alpha_3\delta\beta_1 + (\alpha_2\cdot d_{24} + \alpha_1\cdot d_{25})\alpha_3\delta\beta_2 + (\alpha_1{}^2\cdot d_{31} + \alpha_2{}^2\cdot d_{32} + \alpha_3{}^2\cdot d_{33} + \alpha_1\alpha_2\cdot d_{36})\delta\beta_3\},$$

wo $\delta\alpha_1 \ldots \delta\beta_3$ die respektiven, nicht alle voneinander unabhängigen Abweichungen bedeuten. Diese Größen werden unten mit $p_1 p_2 p_3$, $q_1 q_2 q_3$ oder $r_1 r_2 r_3$ bezeichnet, je nachdem sie sich auf die ξ-, η- oder ζ-Achse beziehen.

I. Für Kristall I mit

$$\xi(1, p_2, p_3), \qquad \eta(q_1, 1, q_3), \qquad \zeta(r_1, r_2, 1)$$

ergibt sich, indem man den Hauptteilen $\Xi_\xi, \ldots$ der Momente ihre Änderungen $\delta\Xi_\xi \ldots$ hinzufügt

$$\mathbf{Z}_\xi = -D(d_{31} + d_{36}\cdot p_2), \quad \mathbf{Z}_\eta = -D(d_{32} + d_{36}\cdot q_1),$$

$$\mathbf{Z}_\zeta = -D\cdot d_{33}.$$

In den anderen, $\delta\Xi_\xi \ldots\ldots \delta H_\zeta$ kommt weder p_2 noch q_1 mehr vor, sie zu beobachten hätte also keinen Nutzen zum Zweck der Ermittlung der Fehler in den beobachteten Hauptwerten $\mathbf{Z}_\xi$, $\mathbf{Z}_\eta$, $\mathbf{Z}_\zeta$.

II. Für Kristall II mit

$$\xi(1, p_2, p_3), \quad \eta\left(q_1, \frac{1}{\sqrt{2}} + q_2, \frac{1}{\sqrt{2}} - q_2\right),$$

$$\zeta\left(r_1, \frac{-1}{\sqrt{2}} + r_2, \frac{1}{\sqrt{2}} + r_2\right)$$

gilt

$$\Xi_\xi = -D(d_{31} + d_{15})p_3,$$

$$\Xi_\eta = -D\left\{\frac{1}{2}d_{14} + \frac{1}{2}(d_{32} + d_{33})p_3 + \frac{1}{2}d_{24}p_2 + \frac{1}{\sqrt{2}}d_{15}q_1\right\},$$

$$\Xi_\zeta = D\left\{\frac{1}{2}d_{14} - \frac{1}{2}(d_{32} + d_{33})p_3 + \frac{1}{2}d_{24}p_2 - \frac{1}{\sqrt{2}}d_{15}r_1\right\},$$

$$H_\xi = -D\left\{\frac{1}{\sqrt{2}}d_{31} - d_{31}q_2 + \frac{1}{\sqrt{2}}d_{25}p_3 + \frac{1}{\sqrt{2}}d_{36}p_2\right\},$$

$$H_\eta = -D\left\{\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{32} + d_{33} + d_{24}) + \frac{1}{2}(d_{32} - 3d_{33} + d_{24})q_2 + \frac{1}{2}(d_{14} + d_{25} + d_{36})q_1\right\},$$

$$H_\zeta = -D\left\{\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{32} + d_{33} - d_{24}) - (d_{32} - d_{33})r_2 -\right.$$

$$\frac{1}{2}(d_{32}+d_{33}+d_{24})q_2-\frac{1}{2}d_{14}q_1+\frac{1}{2}(d_{25}-d_{36})r_1\Big\},$$

$$Z_\xi=-D\Big\{\frac{1}{\sqrt{2}}d_{31}+d_{31}r_2-\frac{1}{\sqrt{2}}d_{25}p_3+\frac{1}{\sqrt{2}}d_{36}p_2\Big\},$$

$$Z_\eta=-D\Big\{\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{32}+d_{33}-d_{24})+(d_{32}-d_{33})q_2+\frac{1}{2}(d_{32}+d_{33}+d_{24})r_2+\frac{1}{2}d_{14}r_1-\frac{1}{2}(d_{25}-d_{36})q_1\Big\},$$

$$Z_\zeta=-D\Big\{\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{32}+d_{33}+d_{24})-\frac{1}{2}(d_{32}-3d_{33}+d_{24})r_2-\frac{1}{2}(d_{14}+d_{25}+d_{36})r_1\Big\}.$$

III. Für Kristall III mit

$$\xi\left(\frac{1}{\sqrt{2}}+p_1,\ p_2,\ \frac{-1}{\sqrt{2}}+p_1\right),\ \eta(q_1,\ 1,\ q_3),$$
$$\zeta\left(\frac{1}{\sqrt{2}}+r_1,\ r_2,\ \frac{1}{\sqrt{2}}-r_1\right)$$

gilt

$$\Xi_\xi=\ D\Big\{\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{31}+d_{33}+d_{15})+\frac{1}{2}(d_{31}-3d_{33}+d_{15})p_1+\frac{1}{2}(d_{14}+d_{25}+d_{36})p_2\Big\}.$$

$$\Xi_\eta=\ D\Big\{\frac{1}{\sqrt{2}}d_{32}-d_{32}p_1-\frac{1}{\sqrt{2}}d_{14}q_3+\frac{1}{\sqrt{2}}d_{36}q_1\Big\},$$

$$\Xi_\zeta=\ D\Big\{\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{31}+d_{33}-d_{15})+(d_{31}-d_{33})r_1-\frac{1}{2}(d_{31}+d_{33}+d_{15})p_1-\frac{1}{2}d_{25}p_2-\frac{1}{2}(d_{14}-d_{36})r_2\Big\},$$

$$H_\xi=\ D\Big\{\frac{1}{2}d_{25}-\frac{1}{2}(d_{31}+d_{33})q_3+\frac{1}{\sqrt{2}}d_{24}p_2+\frac{1}{2}d_{15}q_1\Big\},$$

$$H_\eta=-D(d_{32}+d_{24})q_3,$$

$$H_\zeta=-D\Big\{\frac{1}{2}d_{25}+\frac{1}{2}(d_{31}+d_{33})q_3+\frac{1}{\sqrt{2}}d_{24}r_2+\frac{1}{2}d_{15}q_1\Big\},$$

$$Z_\xi=-D\Big\{\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{31}+d_{33}-d_{15})+(d_{31}-d_{33})p_1-\frac{1}{2}(d_{31}+d_{33}+d_{15})r_1-\frac{1}{2}d_{25}r_2-\frac{1}{2}(d_{14}-d_{36})p_2\Big\},$$

$$Z_\eta=-D\Big\{\frac{1}{\sqrt{2}}d_{32}-d_{32}r_1+\frac{1}{\sqrt{2}}d_{14}q_3+\frac{1}{\sqrt{2}}d_{36}q_1\Big\},$$

$$Z_\zeta=-D\Big\{\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{31}+d_{33}+d_{15})+\frac{1}{2}(d_{31}-3d_{33}+d_{15})r_1+\frac{1}{2}(d_{14}+d_{25}+d_{36})r_2\Big\}.$$

IV. Für Kristall IV mit

$$\xi\left(\frac{1}{\sqrt{2}}+p_1,\ \frac{1}{\sqrt{2}}-p_1,\ p_3\right),$$
$$\eta\left(\frac{-1}{\sqrt{2}}+q_1,\ \frac{1}{\sqrt{2}}+q_1,\ q_3\right),$$
$$\zeta(r_1,\ r_2,\ 1)$$

gilt

$$Z_\xi=-D\Big\{\frac{1}{2}(d_{31}+d_{32}+d_{36})+\sqrt{2}(d_{31}-d_{32})p_1\Big\},$$
$$Z_\eta=-D\Big\{\frac{1}{2}(d_{31}+d_{32}-d_{36})-\sqrt{2}(d_{31}-d_{32})q_1\Big\},$$
$$Z_\zeta=-D\,d_{33}.$$

In den anderen, $\delta\Xi_\xi$ . . . . δH_ζ kommt weder p_1 noch q_1 mehr vor, sie brauchen also nicht beobachtet zu werden.

Über die $p\,q\,r$ gibt die Beobachtung der Winkel zwischen den Kristallflächen einige Auskünfte:

I. Für Kristall I findet man

$$\cos(\xi\eta)=\varrho=p_2+q_1.$$

In $\cos(\eta\xi)$, $\cos(\zeta\xi)$ kommen p_2 und q_1 nicht vor.

II. Für Kristall II

$$\cos(\eta\zeta)=\pi=\sqrt{2}(r_2-q_2)$$
$$\cos(\zeta\xi)=\varkappa=r_1+\frac{1}{\sqrt{2}}(p_3-p_2)$$
$$\cos(\xi\eta)=\varrho=q_1+\frac{1}{\sqrt{2}}(p_2+p_3).$$

III. Für Kristall III

$$\cos(\eta\zeta)=\pi=r_2+\frac{1}{\sqrt{2}}(q_1+q_3)$$
$$\cos(\zeta\xi)=\varkappa=\sqrt{2}(r_1+p_1)$$
$$\cos(\xi\eta)=\varrho=p_2+\frac{1}{\sqrt{2}}(q_1-q_3).$$

IV. Für Kristall IV

$$\cos(\xi\eta)=\varrho=\sqrt{2}(q_1-p_1).$$

In $\cos(\eta\zeta)$ und $\cos(\zeta\xi)$ kommen q_1 und p_1 nicht vor.

Unter Benutzung der Flächenwinkel, lassen sich die d aus beobachteten Werten für $D=1$ von Ξ_ξ . . . . usw. folgendermaßen berechnen:

Aus I

$$d_{31}=-Z_\xi-\frac{1}{2}\varrho\,d_{36}-\frac{1}{2}d_{36}(p_2-q_1),$$
$$d_{32}=-Z_\eta-\frac{1}{2}\varrho\,d_{36}+\frac{1}{2}d_{36}(p_2-q_1),$$
$$d_{33}=-Z_\zeta;$$

aus II

$$d_{31} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(H_\xi + Z_\xi) - \frac{1}{2}\pi d_{31} - d_{36} p_2,$$

$$d_{14} = -\Xi_\eta + \Xi_\zeta - \frac{1}{\sqrt{2}}(\varrho - \varkappa) d_{15} - (d_{24} - d_{15}) p_2,$$

$$d_{24} - \frac{1}{\sqrt{2}}(= H_\eta - Z_\zeta + Z_\eta + H_\zeta) + \frac{1}{2}\pi d_{24}$$

$$- \frac{1}{\sqrt{2}}(\varrho - \varkappa)(d_{14} + d_{25}) + (d_{14} + d_{25}) p_2,$$

$$d_{32} + d_{33} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(H_\eta + Z_\zeta + Z_\eta + H_\zeta)$$

$$+ \frac{1}{2}\pi(d_{32} - 3 d_{33}) - \frac{1}{\sqrt{2}}(\varrho - \varkappa) d_{36} + d_{36} \cdot p_2;$$

aus III

$$d_{32} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Xi_\eta - Z_\eta) + \frac{1}{2}\varkappa d_{32} - d_{36} q_1,$$

$$d_{25} = H_\xi - H_\zeta - \frac{1}{\sqrt{2}}(\varrho + \pi) d_{24} + (d_{24} - d_{15}) q_1,$$

$$d_{15} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Xi_\xi - Z_\zeta - \Xi_\zeta + Z_\xi) - \frac{1}{2}\varkappa d_{15}$$

$$- \frac{1}{\sqrt{2}}(\varrho + \pi)(d_{14} + d_{25}) - (d_{14} + d_{25}) q_1,$$

$$d_{31} + d_{33} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Xi_\xi - Z_\zeta + \Xi_\zeta - Z_\xi)$$

$$- \frac{1}{2}\varkappa(d_{31} - 3 d_{33}) - \frac{1}{\sqrt{2}}(\varrho + \pi) d_{36} + d_{36} \cdot q_1,$$

und aus IV

$$d_{33} = -Z_\zeta$$
$$d_{31} + d_{32} = -(Z_\xi + Z_\eta) + \varrho(d_{31} - d_{32}),$$
$$d_{36} = -Z_\xi + Z_\eta - \sqrt{2}(d_{31} - d_{32})(p_1 + q_1).$$

Die kleinen Größen, $p_2 - q_1$ in I, p_2 in II, q_1 in III und $p_1 + q_1$ in IV, die in den letzten Formeln noch auftreten, lassen sich überhaupt nicht durch die piezoelektrischen und Winkelmessungen ermitteln. Kombinationen wie $H_\xi - Z_\xi$, $-\Xi_\eta - \Xi_\zeta$ usw. aus II, $-\Xi_\eta - Z_\eta$ usw. aus III geben wohl Auskunft über andere kleine Größen, aber nicht über die genannten. Das ist auch von vornherein zu erwarten, denn diese Größen sind diejenigen, die in jedem Falle die Orientierung der Spaltfläche relativ den Würfelflächen angeben, und die Wahl der Spaltfläche als YZ-Ebene ist einfach eine Willkür, da sie sich in piezoelektrischer Hinsicht durch keine besondere Eigenschaft auszeichnet. Man muß also für Ermittelung der genannten Größen schon die Eigenschaft der Spaltfläche als solche in Betracht ziehen. Ich habe das nicht getan, einmal weil die beobachteten Werte, wie oben erwähnt, wegen anderer Umstände nicht die Genauigkeit erreichten, daß es notwendig wäre, dann aber wegen eines besonderen günstigen Umstandes. Es hat sich nämlich ergeben, daß bei Weinsäurekristall die Koeffizienten d_{14}, d_{24}, d_{15}, d_{25} bedeutend größer sind als d_{31}, d_{32}, d_{33}, d_{36}, und die Formeln zeigen daß die Ausdrücke für die letzteren keinen von den ersteren in ihren Korrektionsgliedern enthalten. Also bis zu derselben prozentischen Größenordnung, die durch die Sinus der Orientierungsfehler gegeben wird (welche vielleicht von der Ordnung $\frac{1}{100}$ sein dürfte), kann man die Formeln benutzen:

I. $d_{31} = -Z_\xi$, $d_{32} = -Z_\eta$, $d_{33} = -Z_\zeta$,

II. $$d_{31} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(H_\xi + Z_\xi),$$

$$d_{32} + d_{33} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(H_\eta + Z_\zeta + Z_\eta + H_\zeta),$$

$$d_{14} = -\Xi_\eta + \Xi_\zeta, \quad d_{24} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(H_\eta + Z_\zeta - Z_\eta - H_\zeta),$$

III. $$d_{32} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Xi_\eta - Z_\eta),$$

$$d_{31} + d_{33} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Xi_\xi - Z_\zeta + \Xi_\zeta - Z_\xi),$$

$$d_{25} = H_\xi - H_\zeta, \quad d_{15} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\Xi_\xi - Z_\zeta - \Xi_\zeta + Z_\xi),$$

IV. $d_{33} = -Z_\zeta$, $d_{31} + d_{32} = -Z_\xi - Z_\eta$,
$d_{36} = -Z_\xi + Z_\eta$.

Es mag noch das folgende bemerkt werden. Wenn man einen z. B. wie II geschnittenen Kristall hat, so ist man bezüglich der Orientierung der Koordinatenachsen nicht ganz auf die etwa beim Schleifen darauf angebrachten Zeichen angewiesen. Es ist nämlich ein Flächenpaar vorhanden, welches, wenn belegt und gedrückt, keine — richtiger gesagt eine, nur von Fehlerquellen herrührende kleine — elektrische Ladung aufweist; das sind die zur x-Achse

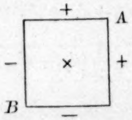


Fig. 1.

normalen Flächen. Die Wahl der positiven x-Richtung ist gleichgültig. Durch einen Druck auf diese Flächen werden die vier Seitenflächen gleichstark (dem Hauptteil nach) erregt; durch die Kanten, in denen zwei gleichnamig erregte Flächen aufeinander stoßen — bei den in der Figur angedeuteten Erregungen durch die Kanten A und B — geht die Symmetrieachse hindurch. Den analogen und antilogen Pol kann man unterscheiden mit Belegungen an einem Seitenflächenpaar aus der Fortbewegung der Elektrometernadel bei einer stetigen Änderung der Zimmertemperatur, die ja meistens sogar

unvermeidlich ist und bei Beobachtungen mit ähnlich situierten Belegungen immer einen recht unangenehmen Umstand bildet. Für einen wie III geschnittenen Kristall gilt eine ähnliche Betrachtung. Bei I und IV muß man zur Feststellung der x- und y-Achse schon die Richtung der Spaltfläche besonders kennen.

3. Die Resultate.

Es wurden drei Präparate von der Orientierung I, zwei von II, zwei von III und eins von IV verfertigt. Während der Behandlung, meistens beim Paraffinieren, obgleich da nur mit halbgeschmolzenem Paraffin und möglichst vorsichtig operiert wurde, sind bei vielen Exemplaren Risse entstanden; daher kamen u. a. alle drei Präparate der Sorte I gar nicht zur regelmäßigen Beobachtung. Diese Sorte wurde aber als entbehrlich betrachtet, da die damit zu bestimmenden Konstanten d_{31}, d_{32}, d_{33} aus den anderen, einmal jede alleinstehend (im Falle von d_{31} und d_{32} sogar je zweimal) und dann in Kombinationen von je zweien, also vorteilhafter als die anderen Konstanten, bestimmt werden können. Dasselbe Schicksal traf III Nr. 2, während mit II Nr. 1 und III Nr. 1 einmal alle Beobachtungen und nachher noch Wiederholungen in einigen Lagen, mit II Nr. 2 drei unten mit * bezeichnete, mit IV einmal alle drei Beobachtungen vorgenommen wurden.

Nach dem in Abschnitt 2 Gesagten bestand jede Beobachtungsserie, während deren der Kristall in demselben mit den Bernsteinstücken verkitteten Zustande blieb, aus 4 oder 5 Beobachtungsreihen, je nachdem eine besondere Bestimmung der Kapazität wünschenswert war oder nicht. Die vier Bestimmungen bestanden darin, daß man einmal die eine Belegung, dann die andere mit dem Elektrometer verband und dann die Messungen in um 180° gedrehter Lage des Kristalls wiederholte. Die fünfte wurde mit der anderen Kapazität in einer der genannten vier Lagen gleich vorher oder nachher ausgeführt. Jede von diesen Versuchsreihen wurde, wie schon erwähnt, nach der zitierten Methode ausgeführt und bestand aus 4 oder 5 Stadien, wo Schwingungen abwechselnd mit und ohne Druck beobachtet wurden.

Die einer Versuchsreihe angehörigen Zahlen fanden immer eine gute Übereinstimmung unter sich, wie man sie aus den in der genannten Mitteilung befindlichen Beispielen sieht, bis auf eine merkwürdig erscheinende Tatsache. In vielen Fällen waren nämlich die Ablenkungen nach + und nach —Seite nicht gleich, d. h. die Abweichung war größer als man sie für Beobachtungsfehler halten könnte und zwar waren diejenigen nach + fast immer (in 113 Fällen aus 120, Fälle von kleinen Differenzen einbegriffen) größer als diejenigen nach —, ohne Unterschied, ob sie beim Anlegen oder beim Abnehmen des Gewichtes geschahen. Die Differenz erreichte häufig 2 Proz. und zuweilen auch mehr. Wenn man sie etwa einer fremden, beim Druckänderungsverfahren immer in positivem Sinne einwirkenden Ursache zuschreiben will, obwohl dies bei den angewandten Schutzvorrichtungen nicht wahrscheinlich ist, so kann man sie in dem Mittelwert wenigstens der Hauptsache nach als eliminiert ansehen.

Die vier Zahlen, die aus den vier derselben Serie angehörigen Versuchsreihen (mit derselben Kapazität) gefunden wurden, die also einzeln mit den Fehlern wegen der Exzentrizität der Druckresultante usw. behaftet sein konnten, deren Mittelwerte aber davon frei sein durften, wichen voneinander mitunter erheblich ab, wie es die folgenden Beispiele zeigen: —

$$\text{Serie 1}\begin{cases}+6{,}83\\-6{,}50\\+7{,}03\\-6{,}66\end{cases}\qquad\text{Serie 2}\begin{cases}-2{,}64\\+2{,}21\\-3{,}35\\+2{,}54\end{cases}$$

$$\text{Serie 6}\begin{cases}-24{,}96\\+24{,}36\\+25{,}05\\-24{,}67\end{cases}\qquad\text{Serie 17}\begin{cases}-15{,}16\\+15{,}07\\-13{,}73\\+13{,}71\end{cases}$$

Die Vorzeichen sind dabei diejenigen der Erregung beim Druckanlegen.

Aus diesen und ähnlichen Zahlen ergaben sich die Erregungen in E. S. E. pro qcm für den Druck 1 kg pro qcm:

$$\text{II.}\quad H_\xi\left[=-\frac{1}{\sqrt{2}}d_{31}\right]=-0{,}0088,\ -0{,}00815,\ -0{,}0070=-0{,}0080 \text{ im Mittel}$$

$$Z_\xi\left[=-\frac{1}{\sqrt{2}}d_{31}\right]=-0{,}0218,\ -0{,}0149=-0{,}0184 \text{ im Mittel}$$

$$\Xi_\eta\left[=-\frac{1}{2}d_{14}\right]=0{,}100,\ 0{,}125=0{,}113 \text{ im Mittel}$$

$$\Xi_\zeta\left[=\frac{1}{2}d_{14}\right]=-0{,}114,\ -0{,}131=-0{,}122 \text{ im Mittel}$$

$$H_\eta\left[=-\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{32}+d_{33}+d_{24})\right]=-0{,}125,\ -0{,}147^*,\ -0{,}1435^*=-0{,}1385 \text{ im Mittel}$$

$$Z_\zeta\left[=-\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{32}+d_{33}+d_{24})\right]=-0{,}124,\ -0{,}1185,\ -0{,}152^*=-0{,}1315 \text{ im Mittel}$$

$$Z_\eta\left[=-\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{32}+d_{33}-d_{24})\right]$$
$$=(0{,}034),\ 0{,}070=0{,}070^{1)}$$

$$H_\zeta\left[=-\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{32}+d_{33}-d_{24})\right]$$
$$=0{,}0506,\ 0{,}057=0{,}054 \text{ im Mittel}$$

III. $$\Xi_\xi\left[=\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{31}+d_{33}+d_{15})\right]=0{,}1474$$

$$Z_\xi\left[=-\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{31}+d_{33}+d_{15})\right]=-0{,}1146$$

$$\Xi_\zeta\left[=\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{31}+d_{33}-d_{15})\right]=-0{,}0704,$$
$$-0{,}074=-0{,}072 \text{ im Mittel}$$

$$Z_\xi\left[=-\frac{1}{2\sqrt{2}}(d_{31}+d_{33}-d_{15})\right]=0{,}057$$

$$H_\xi\left[=\frac{1}{2}d_{25}\right]=-0{,}177$$

$$H_\zeta\left[=-\frac{1}{2}d_{25}\right]=0{,}1672,\ 0{,}193=0{,}180$$
im Mittel

$$\Xi_\eta\left[=\frac{1}{\sqrt{2}}d_{32}\right]=0{,}0314$$

$$Z_\eta\left[=-\frac{1}{\sqrt{2}}d_{32}\right]=-0{,}0487$$

IV. $$Z_\xi\left[=-\frac{1}{2}(d_{31}+d_{32}+d_{36})\right]=-0{,}0608$$

$$Z_\eta\left[=-\frac{1}{2}(d_{31}+d_{32}-d_{36})\right]=-0{,}0234$$

$$Z_\zeta[=-d_{33}]=-0{,}0647.$$

Die in [] eingeklammerten Ausdrücke geben die theoretischen Werte der respektiven Erregungen bei der Abwesenheit der Orientierungsfehler der Würfelflächen an. Ein Urteil über den Genauigkeits- oder vielmehr Ungenauigkeitsgrad der Beobachtungen kann man sich bilden durch Vergleichung der Zahlen, die derselben Lage desselben Präparates entsprechen, also $-0{,}0088$, $0{,}00815$, $0{,}0070$; $0{,}0218$, $0{,}0149$; $0{,}100$, $0{,}125$; $0{,}114$, $0{,}131$; $0{,}147$, $0{,}1435$; $0{,}124$, $0{,}1185$; $0{,}0506$, $0{,}057$; $0{,}0704$, $0{,}074$; $0{,}1672$, $0{,}193$. Die Abweichungen betragen, mit Ausnahme eines einzigen Falles, ca. 10 bis 20 Proz. Dieser Prozentsatz wird also als maßgebend für den ungefähren Genauigkeitsgrad gelten können. Was die mögliche Ursache dieser Ungenauigkeit angeht, so kann sie nicht in der elektrometrischen Beobachtungsmethode liegen, welche, wie anderswo ausführlich erwähnt, eine Zuverlässigkeit bis zu einem Bruchteil eines Prozentes haben dürfte. Fehler aus verschiedenen anderen Quellen sind durch die Wiederholungen in geänderten Lagen aus dem Mittelwert, wenigstens dem Hauptteile nach, eliminiert worden. Es bleibt nur der Einfluß der Ungleichmäßigkeit des Druckes übrig, welche bei jeder neuen Paraffinkittung eine andere sein konnte; in der Tat sind die obigen, ein und dieselbe Lage des Kristalls bezüglichen Zahlen jedesmal nach erneuter Paraffinkittung ermittelt worden. Wenn man die Beobachtung mit derselben Kittung wiederholt hätte, so hätte man lauter sehr gut übereinstimmende Werte bekommen, wie es die zu einer Versuchsreihe gehörigen Zahlen tun.

Was die Abweichungen der Zahlen, die bei II und III paarweise neben denselben eingeklammerten Ausdrücken stehen, angeht, so rühren sie teils von der allgemeinen, oben angeführten Ungenauigkeit, teils aber von den Orientierungsfehlern der Flächen der Präparate her. So wurden im besonderen H_ξ und Z_ξ von II wegen ihrer auffallend großen Differenz sorgfältig wiederholt beobachtet und die Verschiedenheit hat sich bestätigt. Will man diese Differenz mit den Orientierungsfehlern erklären, so hat man zu setzen

$$H_\xi=-D\left\{\frac{1}{\sqrt{2}}d_{31}-d_{31}q_2+\frac{1}{\sqrt{2}}d_{25}p_3+\frac{1}{\sqrt{2}}d_{36}p_2\right\},$$

$$Z_\xi=-D\left\{\frac{1}{\sqrt{2}}d_{31}+d_{31}r_2-\frac{1}{\sqrt{2}}d_{25}p_3+\frac{1}{\sqrt{2}}d_{36}p_2\right\}.$$

Da nun von den hierin vorkommenden Konstanten d_{25} bedeutend größer als die anderen ist, so wird die genannte Erklärung hauptsächlich in den Gliedern $\frac{1}{\sqrt{2}}d_{25}p_3$ zu suchen sein. Die Differenz ist

$$H_\xi-Z_\xi=0{,}0104=-\sqrt{2}\,d_{25}\cdot p_3=-0{,}505\,p_3.$$

Darnach wäre $p_3=-0{,}02$; also eine Abweichung von ca. 1^0 in der Orientierung genügt schon, den großen Unterschied zwischen $H_\xi=-0{,}0080$ und $Z_\xi=-0{,}0184$ zu erklären. Diese Ansicht findet auch dem Sinne und der Größenordnung nach eine Bestätigung in der Beobachtung von Ξ_ξ, welches theoretisch $=-(d_{31}+d_{15})\,p_3=-0{,}3\,p_3$ für $D=1$ ist, und welches $=+0{,}003$ beobachtet wurde. Nach diesem wäre $p_3=-0{,}01$.

Der verhältnismäßig große Unterschied zwischen den beiden Werten für Z_ξ desselben Präparates scheint sich auch in derselben Weise erklären zu lassen: eine kleine Abweichung vom Parallelismus der gekitteten Flächen (ξ-Fläche

1) Bei der ersten Beobachtung für Z_η war die Verschiebung der Ruhelage der Elektrometernadel gleich nach dem Gewichtsanlegen resp. -abnehmen (anderswo „parabolische" Verschiebung genannt) viel zu groß, als daß die angewandte Rechnungsmethode richtiges Resultat gegeben hätte, somit ist die diesbezügliche Zahl weiter nicht berücksichtigt worden.

des Kristalls und der Fläche des unteren Bernsteinstückes), namentlich in der Richtung der Symmetrieachse, verursacht wegen des großen Koeffizienten $\frac{1}{\sqrt{2}} d_{25}$ eine verhältnismäßig große Abweichung in dem beobachteten Z_ξ.

Eine ähnliche Betrachtung kann man über Ξ_η und Z_η von III (Beobachtungen zur Ermittelung von d_{32}) anstellen, wo d_{14} ihre absoluten Werte in entgegengesetzten Richtungen beeinflußt.

Die von Herrn Voigt aufgestellte Theorie ruht einzig und allein auf den Symmetrieeigenschaften der Kristalle, folglich ist an ihrer Richtigkeit nicht zu zweifeln und die geringe Übereinstimmung nicht gegen sie zu verwerten. In der Tat wurden auch in den Lagen, wo nach der Theorie keine elektrische Erregung vorhanden sein sollte, nur ganz kleine Erregungen beobachtet, welche von verschiedenen Nebenumständen hervorgebracht werden konnten.

Indem man die in Abschnitt 2 angedeutete Berechnung ausführt, erhält man

aus II $d_{31} = 0{,}0187$, $d_{14} = -0{,}235$
$d_{24} = 0{,}279$, $d_{32} + d_{33} = 0{,}103$;

aus III $d_{32} = 0{,}0567$, $d_{25} = -0{,}357$,
$d_{15} = 0{,}277$, $d_{31} + d_{33} = 0{,}094$;

aus IV $d_{33} = 0{,}0647$, $d_{36} = 0{,}0374$,
$d_{31} + d_{32} = 0{,}0842$.

Um aus den auf d_{31} d_{32} d_{33} bezüglichen sechs Beobachtungsgleichungen ihre besten Werte zu bekommen, habe ich den wahrscheinlichen Fehler jedes einzelnen, direkt von der Beobachtung abgeleiteten Wertes als diesem selbst proportional angenommen, was wenigstens in Anbetracht der unsicheren „parabolischen" Fortrückung der Ruhelage seine Rechtfertigung finden dürfte, und bin zu folgendem Endresultate gelangt:

$d_{31} = 0{,}0192$, $d_{14} = -0{,}235$, $d_{15} = 0{,}277$,
$d_{32} = 0{,}0583$, $d_{24} = 0{,}279$, $d_{25} = -0{,}357$,
$d_{33} = 0{,}0633$, $d_{36} = 0{,}0374$.

Um die ganze piezoelektrische Wirkung zu veranschaulichen, kann man die Konstanten nach den im Eingang gegebenen Formeln für A, B, C in drei Gruppen teilen:

1. $d_{33} = 0{,}0633$, was keine weitere Erklärung erfordert.

2. d_{31}, d_{32}, d_{36}. Für diese Gruppe denke man sich einen Würfel, dessen Belegungsflächen $\perp$ zur Symmetrieachse liegen und dessen zu den ersteren senkrechte Druckflächen mit der Spaltfläche einen variierenden Winkel φ machen mögen. Die Erregung pro Druckeinheit $\left(\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}\right)$ ist am analogen Pol

$$C = -(d_{31} \cos^2\varphi + d_{32} \sin^2\varphi + d_{36} \sin\varphi \cos\varphi)$$
$$= -0{,}0388 + 0{,}0271 \cos(2\varphi + 44^0).$$

$-C$ variiert also umgekehrt wie das Quadrat des in der Richtung φ gezogenen Radiusvektors der Ellipse $d_{31}x^2 + d_{32}y^2 + d_{36}xy =$ Konstante. Extreme Werte von $-C$ sind

$$-C_1 = 0{,}0117 \text{ für } \varphi_1 = -22^0$$

und

$$-C_2 = 0{,}0659 \text{ für } \varphi_2 = +68^0.$$

Übrigens ist $-C$ als Funktion von φ in Fig. 2 wiedergegeben. Der punktierte Kreis

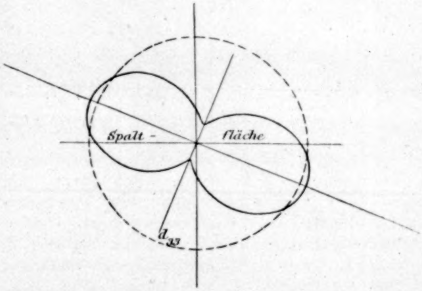


Fig. 2.

stellt zum Vergleich die Erregung $-C$ dar, die der $\parallel$ der Symmetrieachse wirkende Druck 1 hervorbringt.

3. d_{14}, d_{24}, d_{15}, d_{25}. Für diese Gruppe denke man sich einen geraden Zylinder parallel der Symmetrieachse, an dessen Endflächen tangentiale, entgegengesetzt gerichtete, gleichmäßige Kräfte je von 1 kg pro qcm, und zwar an die analoge Fläche in einer gegen Spaltflächennormale unter φ geneigten Richtung wirken mögen. An seiner Mantelfläche sind dabei die für das Gleichgewicht notwendigen Tangentialkräfte in passender Verteilung anzubringen, um den Kristall in homogene Spannung zu versetzen. Dann ist

$$Y_z = \sin\varphi,\ X_z = \cos\varphi,$$

und

$$A = d_{14} \sin\varphi + d_{15} \cos\varphi,$$
$$B = d_{24} \sin\varphi + d_{25} \cos\varphi.$$

Die resultante Erregung hat die Größe

$$R = \sqrt{\{(d_{14}^2 + d_{24}^2) \sin^2\varphi + (d_{15}^2 + d_{25}^2) \cos^2\varphi + 2(d_{14}d_{15} + d_{24}d_{25}) \sin\varphi \cos\varphi\}}$$

und schließt mit x den Winkel ψ ein, wo

$$\operatorname{tg}\psi = \frac{d_{24} \operatorname{tg}\varphi + d_{25}}{d_{14} \operatorname{tg}\varphi + d_{15}}$$

ist.

R und ψ sind miteinander verknüpft durch die Beziehung

$$R^2 \{(d_{24}^2 + d_{25}^2) \cos^2\psi + (d_{15}^2 + d_{14}^2) \sin^2\psi$$

$$- 2 \{ d_{15} d_{25} + d_{24} d_{14}) \sin \psi \cos \psi \} = \triangle^2,$$

wo $\triangle = d_{14} d_{25} - d_{15} d_{24}$ ist.

Während also die konstanten Tangentialkräfte alle möglichen Richtungen annehmen, wird der Vektor, der die elektrische Erregung darstellt, eine Ellipse beschreiben, wie es Fig. 3

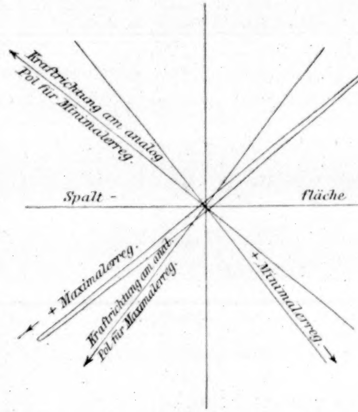


Fig. 3.

darstellt. Die extremen Werte von R sind gegeben durch

$$R^2 (\Sigma \pm \sqrt{\Sigma^2 - 4 \triangle^2}) = 2 \triangle^2,$$

wo Σ für $d_{14}{}^2 + d_{15}{}^2 + d_{25}{}^2 + d_{25}{}^2$ steht.

Da $\triangle = 0{,}0065$ sehr klein gegen Σ ist, so wird

$$R_{\max} = \sqrt{\Sigma} = 0{,}581 \text{ und } R_{\min} = \frac{\triangle^2}{\Sigma} = 0{,}0112.$$

Die entsprechenden Werte von ψ sind gegeben durch

$$\operatorname{tg} 2\psi = \frac{-2 (d_{15} d_{25} + d_{14} d_{24})}{d_{24}{}^2 + d_{25}{}^2 - d_{15}{}^2 - d_{14}{}^2}$$
$$= 4{,}48 = \operatorname{tg} 77^0 25'.$$

Also wird

$$\psi_{\max} = -51^0 20', \quad \psi_{\min} = 38^0 40',$$

wo die Indices das Maximum resp. Minimum von R bedeuten.

Die entsprechenden Werte von φ werden gegeben durch

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{2 (d_{14} d_{15} + d_{24} d_{25})}{d_{15}{}^2 + d_{25}{}^2 - d_{14}{}^2 - d_{24}{}^2}.$$

Da nun die Konstanten d_{24} und d_{15} einander gleich sind, so folgt $\operatorname{tg} 2\varphi = - \operatorname{tg} 2\psi$, und

$$\varphi_{\max} = -38^0 40', \quad \varphi_{\min} = -128^0 40',$$

weil $d\varphi$ und $d\psi$ entgegengesetzte Vorzeichen haben.

Daß $R_{\min}$ sehr klein gegen $R_{\max}$ ist, ist sehr bemerkenswert. Man kann sagen: die elektrische Erregung findet merklich in ein und derselben Richtung statt, die durch $\psi_{\max}$ gegeben wird. Das wäre genau der Fall, wenn $\triangle = 0$ wäre. Durch diese Annahme kann man wenigstens ein anschauliches Annäherungsbild bekommen. Es wird nämlich unter dieser Annahme

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{d_{25}}{d_{15}} = \frac{d_{24}}{d_{14}},$$

$$\text{d. h. } \psi = -52^0 10', \quad -50^0 0'$$
$$= -51^0 \; 5' \text{ im Mittel,}$$

in naher Übereinstimmung mit dem obigen $\psi_{\max}$.

Ferner wird

$$R = \sqrt{d_{15}{}^2 + d_{25}{}^2} \cos \varphi - \sqrt{d_{14}{}^2 + d_{24}{}^2} \sin \varphi$$
$$= 0{,}581 \cos (\varphi + 38^0 \, 55'),$$

d. h. von den Tangentialkräften bringen die Komponenten parallel der Linie $\varphi = -38^0 \, 55'$ allein eine Wirkung hervor, und zwar eine proportionale Erregung in einer andern, aber ebenfalls bestimmten Richtung, welche mit der x-Achse den komplementären Winkel $-51^0 \, 5'$ nach derselben Seite bildet. Das $-$Zeichen bedeutet dabei eine Drehung im Sinne eines Uhrzeigers mit nach dem analogen Pol zugekehrtem Zifferblatt. —

Für die longitudinale Erregung, d. h. für das elektrische Moment in der Richtung des erregenden gleichmäßigen Druckes, welcher die Intensität 1 haben mag, gilt, indem man in dem am Eingang angegebenen Ausdruck für B_α, α_h für β_h schreibt,

$$-A_\alpha = \alpha_3 \{ (d_{31} + d_{15}) \alpha_1{}^2 + (d_{32} + d_{24}) \alpha_2{}^2$$
$$+ (d_{11} + d_{25} + d_{36}) \alpha_1 \alpha_2 + d_{33} \alpha_3{}^2 \}$$

oder, wenn man die Werte für die d_h und $\alpha_1 = \sin \vartheta \cos \varphi$, $\alpha_2 = \sin \vartheta \sin \varphi$, $\alpha_3 = \cos \vartheta$ setzt,

$$-A_\alpha = 0{,}0633 \cos \vartheta$$
$$+ \sin^2 \vartheta \cos \vartheta \{ 0{,}254 - 0{,}279 \sin (2\varphi + 4^0) \}.$$

Man denke sich eine gekrümmte Fläche, deren Radiusvektor $= -A_\alpha$ ist. Ihre Schnittkurve durch $\varphi = \text{const.}$ hat die Gestalt

$$r = (a + b \sin^2 \vartheta) \cos \vartheta,$$

wo $a = \text{const.} = 0{,}0633$ und b von $0{,}533$ für $\varphi = -47^0$ bis $-0{,}025$ für $\varphi = 43^0$ variiert. Die Fläche ist übrigens symmetrisch in bezug auf diese beiden Meridianebenen.

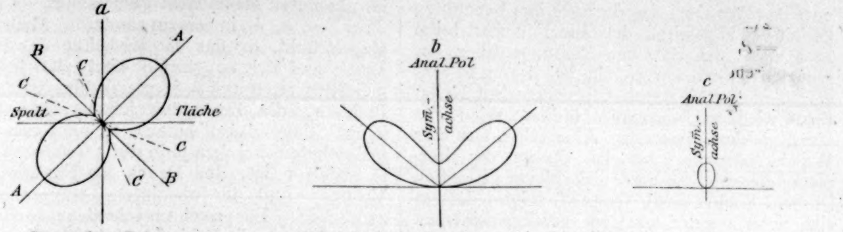
r erreicht sein Maximum

$$r_1 = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{(a+b)^{3/2}}{\sqrt{b}} \quad \text{für} \quad \cos \vartheta_1 = \sqrt{\frac{a}{3b} + \frac{1}{3}}.$$

$r_1 = 0{,}243$ und $\vartheta_1 = 52^0{,}5$, für $b = 0{,}533$, d. h. für $\varphi = -47^0$; sie nehmen beide stetig ab mit abnehmendem b, bis schließlich $r_1 = a$, $\vartheta_1 = 0$ für $b = \frac{a}{2}$, d. h. für $\varphi = 24^0{,}5$ wird.

Der höchste Punkt $(r_2 \vartheta_2)$ der Schnittkurve wird gegeben durch

$$\cos 2\vartheta_2 = \frac{a}{b} \quad \text{und} \quad r_2 \cos \vartheta_2 = \frac{(a+b)^2}{4b}.$$



Der analoge Pol vorn. Schnittkurve durch AA, $\varphi = -47^0$. Schnittkurve durch BB, $\varphi = 43^0$.

Fig. 4.

$r_2 \cos \vartheta_2 = 0{,}167$ und $\vartheta_2 = 41^0{,}5$ für $b = 0{,}533$ ($\varphi = -47^0$); sie nehmen stetig ab mit abnehmendem b, bis $r_2 = a$, $\vartheta_2 = 0$ für $b = a$, d. h. $\varphi = 19^0{,}5$.

Die Projektion der Fläche auf die der Symmetrieachse senkrechte Ebene läßt sich nicht einfach ermitteln. Da $r \sin \vartheta = \text{Max.}$ für gegen a große b bei $\vartheta = 60^0$, für $b = 0$ bei $\vartheta = 45^0$ stattfindet, und da in dieser Nähe $r \sin \vartheta$ nur wenig mit ϑ variiert, so bekommt man die ungefähre Form der Projektion, indem man $\vartheta = \text{const} = \text{etwa } 55^0$ setzt. Dann wird

$$-A_a \sin \vartheta = 0{,}110 - 0{,}088 \sin (2\varphi + 4^0).$$

Somit wird die das erregte negative Moment darstellende Fläche folgendermaßen aussehen:

Die Krümmung der Meridiankurve am oberen Mittelpunkt wechselt ihr Vorzeichen bei CC, CC ($\varphi = 19^0{,}5$ resp. $66^0{,}5$).

Die größte longitudinale Erregung ist $-0{,}243$ und findet statt in der Richtung $\varphi = -47^0$, $\vartheta = 52^0{,}5$, wo ϑ von der nach dem analogen Pol hin gezogenen Symmetrieachse gerechnet ist.

Was die transversale Erregung angeht, so erreicht sie im Maximum dieselbe Größenordnung wie die longitudinale, fällt aber etwas kleiner aus als diese. Denn die Konstanten d_{14}, d_{15}, d_{21}, d_{25} bewirken für die Druckrichtung (φ, ϑ), unter der Annahme $\frac{d_{14}}{d_{15}} = \frac{d_{21}}{d_{25}} = -\operatorname{tg} \lambda$ ($\lambda = 38^0\ 55'$) und $d_{15} = d_{24}$, ein Moment $R = \frac{d_{15}}{\sin 2\lambda} \sin 2\vartheta \cos(\varphi + \lambda)$ in der Äquatorialebene in der Richtung $\varphi = 90^0 + \lambda$. Man kann dabei, ohne die Allgemeinheit zu verlieren, nur den Bereich $0 < \vartheta < 90^0$, $-90^0 < \varphi + \lambda < 90^0$ ins Auge fassen, wofür R positiv ausfällt. Die anderen Konstanten bewirken eine Erregung P in der $-Z$-Richtung nach dem neben Fig. 4 Gesagten, nur mit Multiplikation der d_{33} bezüglichen mit $\cos^2 \vartheta$ und der d_{31} d_{32} und d_{36} bezüglichen mit $\sin^2 \vartheta$. Für die der größten transversalen Erregung entsprechende Druckrichtung, welche, in Anbetracht des großen d_{15} gegen die anderen d, nur in der Nähe der dem größten R entsprechenden Richtung, d. h. in der Nähe von $\vartheta = 45^0$, $\varphi = -\lambda$ zu suchen ist, wirkt das Moment P teilweise zerstörend auf das Äquatorialmoment R, wenn man die transversale Erregung (in der Ebene von R und der Druckrichtung) in Betracht zieht, während für die longitudinale Erregung die beiden in demselben Sinne wirken.

(Eingegangen 10. April 1905.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Das Gesetz der korrespondierenden Zustände.

Von Hans Happel.

Einer Aufforderung der Redaktion dieser Zeitschrift folgend, beabsichtige ich in diesen Zeilen einen Überblick über die Entwickelung und den gegenwärtigen Stand des Theorems der übereinstimmenden Zustände zu geben. Kein anderes Gesetz der Wärmelehre ist so verschieden beurteilt wie dieses; während die einen es anerkennen und die großen Vorteile rühmen, die es bietet, lassen die anderen es auch nicht als genähert richtig gelten. Demgemäß mußte ich auf eine kritische Durcharbeitung der einschlägigen Literatur besonderen Wert legen, daneben aber war ich auch bemüht, möglichst alle in Betracht kommenden Arbeiten zu berücksichtigen.

I. Das Gesetz der korrespondierenden Zustände in seiner ursprünglichen Fassung und seine theoretische Begründung.

Wie bekannt, wurde das Gesetz der übereinstimmenden Zustände im Jahre 1880 von

van der Waals[1]) aus der nach ihm benannten Gleichung abgeleitet, derselbe Forscher teilte auch zuerst den Satz vom Zusammenfallen der reduzierten Grenzkurven mit, bei dessen Beweis er außer dem Maxwell-Clausiusschen Kriterium wiederum wenigstens indirekt seine Zustandsgleichung benutzte. Aber schon van der Waals erkannte, daß das Gesetz der korrespondierenden Zustände nicht hieran gebunden ist, und Kamerlingh Onnes[2]) zeigte, daß es sich auch aus der von ihm verallgemeinerten van der Waalsschen Gleichung

$$p = \frac{nRT}{V\left(1-\frac{b}{V}\right)X\left(\frac{b}{V}\right)} - \frac{a}{V^2} \qquad (1)$$

ergibt, wie auch die unbestimmt gelassene, aber universelle Funktion X von $\frac{b}{V}$ beschaffen sein mag. In (1) sind p, V, T bezw. Druck, Volumen und absolute Temperatur, R, a und b stellen Gaskonstante, Kohäsionskonstante und vierfaches Volumen aller Moleküle dar, n ist ihre Anzahl und m das Molekulargewicht.

Da also der Satz vom Zusammenfallen der reduzierten Isothermenflächen nicht an eine spezielle Zustandsgleichung gebunden ist, so entstand die Frage, ob er sich nicht ohne Benutzung einer solchen auf Grund gewisser möglichst allgemeinen Voraussetzungen ableiten lasse, ein Problem, das ebenfalls Kamerlingh Onnes[3]) bald nach dem Erscheinen der van der Waalsschen Arbeiten in Angriff nahm. Anfangs ging Kamerlingh Onnes von ähnlichen Voraussetzungen aus wie van der Waals, er nahm elastische Moleküle an, deren gegenseitige Anziehungskräfte sich im Innern der Substanz aufheben, so daß nur der Kohäsionsdruck $\frac{a}{V^2}$ zur Geltung kommt. Für verschiedene Körper wird die Gestalt der Moleküle als ähnlich vorausgesetzt, sie braucht aber keineswegs kugelförmig zu sein. Das Volumen aller Moleküle möge mit b_0 bezeichnet werden. Betrachtet man als Maß der absoluten Temperatur die mittlere kinetische Energie der Schwerpunktsbewegung eines Moleküls, so läßt sich T ebenso wie V, p, m, b_0 und a durch Länge, Masse und Zeit ausdrücken, dasselbe gilt dann auch von allen anderen thermischen und mechanischen Größen, wie z. B. Ausdehnungskoeffizient, Verdampfungswärme etc. Wir denken uns nun mit Kamerlingh Onnes die zunächst im absoluten Maßsystem gemessenen Größen p, V, T, m, a, b_0 in einem anderen Maßsystem ausgedrückt, für das die Einheiten der Länge, Masse und Zeit so gewählt sind, daß jede der 3 Größen m, a und b_0 je gleich eins wird. Das Problem, die Zustandsgleichung aufzustellen, kommt dann darauf hinaus, für ein System von n Molekülen, bei dem jede der 3 Größen m, a, b_0 je gleich 1 ist, den Druck als Funktion von Volumen und der absoluten Temperatur auszudrücken. Für zwei verschiedene Stoffe, bei denen jedoch die Zahl der Moleküle die gleiche ist, müssen also die Druck-, Volumen- und Temperaturflächen identisch sein, falls man für jede Substanz ein Maßsystem M von der angegebenen Beschaffenheit ausfindig macht (natürlich ist dasselbe für jeden Körper verschieden) und darin alle Größen mißt, die sich auf den betreffenden Stoff beziehen; denn die Konstanten haben in beiden Fällen bezw. denselben Wert, sie sind nämlich sämtlich gleich 1; überhaupt ist, da nach Voraussetzung beide Systeme mechanisch ähnlich sind, nach Einführung der Maßsysteme M jeder Vorgang in einem Körper identisch mit dem analogen im andern, es muß dann für beide auch der Druck gleich derselben Funktion von Temperatur und Volumen sein. Bezeichnet man nun für die erste Substanz Druck, Volumen und absolute Temperatur, gemessen im absoluten Maßsystem, mit p_1, V_1 und T_1 und sind p_2, V_2, T_2 dieselben Größen für den zweiten Stoff, so ergibt sich, indem man von dem eben bewiesenen Satz Gebrauch macht, daß falls

$$\frac{V_1}{V_{1k}} = \frac{V_2}{V_{2k}} \text{ und } \frac{T_1}{T_{1k}} = \frac{T_2}{T_{2k}} \qquad (2)$$

ist, auch

$$\frac{p_1}{p_{1k}} = \frac{p_2}{p_{2k}} \qquad (3)$$

sein muß, hierbei bezieht sich der Index k auf die kritischen Größen. Dies ist das Gesetz der korrespondierenden Zustände.

Schon Kamerlingh Onnes erkannte, daß sein eben nur kurz angedeuteter Beweis auch dann noch gültig ist, wenn je 2 Moleküle mit einer Kraft $\frac{k}{r^n}$ aufeinander wirken, die bei Molekülen verschiedener Stoffe von homologen Punkten ausgeht, hierbei ist k eine individuelle, n eine universelle Konstante. Natürlich werden sich jetzt im allgemeinen die Kräfte im Innern nicht mehr aufheben, und es ist auch nicht ausgeschlossen, daß hier und da zwei oder mehrere Moleküle zeitweise zu einer Gruppe vereinigt sind. Bezüglich der Stoßkräfte und der Gestalt der Moleküle werden die früher gemachten Annahmen beibehalten. Auch jetzt noch, wo für die Substanzen die 3 Konstanten m, k und b_0 charakteristisch sind, läßt sich in analoger Weise,

1) Van der Waals, Kontin. des gasf. u. fl. Zustandes, I. Teil. 2. Aufl. S. 134.

2) Kamerlingh Onnes, Akademie v. Wetensch. Amsterdam. Verslagen en Mededeelingen. Afdeeling Natuurkunde. 2. 16. S. 241. 1881 oder Archives Néerland. T. 30. S. 101. 1897.

3) Kamerlingh Onnes, l. c.

wie eben zeigen, daß man durch Änderungen der Einheiten der Länge, Masse und Zeit zwei Substanzen in denselben Zustand überführen kann und daß also das van der Waalssche Theorem der übereinstimmenden Zustände gültig ist. Es sei gleich hier auf eine naheliegende Verallgemeinerung dieses Gesetzes aufmerksam gemacht. Aus den Gleichungen (2) folgt nämlich (3) auch dann noch, wenn man unter p_{1k}, V_{1k}, T_{1k} nicht den kritischen, sondern einen beliebigen Zustand versteht und unter p_{2k}, V_{2k}, T_{2k} den damit korrespondierenden des zweiten Stoffes. Die Zustandsflächen fallen also auch dann zusammen, wenn man als Einheiten für Druck, Volumen und Temperatur die Koordinaten eines beliebigen Punktes wählt, nur muß derselbe für verschiedene Substanzen ein korrespondierender sein.[1]) Auch der Satz vom Zusammenfallen der reduzierten Grenzkurven ergibt sich, wie Kamerlingh Onnes[2]) zeigte, ohne Mühe aus obigen Betrachtungen sowohl dann, wenn die Anziehungskräfte im Innern sich aufheben, als auch in dem Fall, wo die Kraft $\frac{k}{r^n}$ zwischen je 2 Molekülen wirksam ist.

Die vorangehenden Vorstellungen lassen den eigentlichen Kern des van der Waalsschen Gesetzes klar und deutlich hervortreten: da man zwei Stoffe, welche Annahme man auch über die Kräfte im Innern machen mag, kurz gesagt, in denselben Zustand überführen kann, so müssen auch alle thermischen und mechanischen Größen des einen Körpers sich aus denen des anderen ermitteln lassen. Betrachten wir z. B. für 2 Substanzen irgendeinen Ausdruck ohne Dimension, wie etwa $\frac{mr}{T_k}$, wobei r die Verdampfungswärme ist, hat nun für beide Stoffe das Volumen denselben Zahlenwert, falls wir diese Größe in dem für jeden Körper eigentümlichen Maßsystem M messen und ist dasselbe mit der Temperatur der Fall (befinden sich also beide in korrespondierenden Umständen), so muß auch obiger Ausdruck $\frac{mr}{T_k}$, den wir ebenfalls für jede Substanz auf das zugehörige System M beziehen, für beide Stoffe denselben Wert haben; denn nach Einführung der Maßsysteme M sind ja alle Vorgänge in einem Körper identisch mit den entsprechenden des andern. Da nun $\frac{mr}{T_k}$ unabhängig ist vom Maßsystem, so ergibt sich: ist A irgendeine Größe ohne Dimension, so hat sie unter korrespondierenden Umständen für 2 verschiedene Stoffe denselben Wert, eine Folgerung, die Kamerlingh Onnes[1]) ebenfalls zieht.[2]) Hieraus ergeben sich ohne weiteres alle Sätze, durch welche man die verschiedensten thermischen und mechanischen Größen in Beziehung zum van der Waalsschen Gesetz gebracht hat und die zum Teil bereits von diesem Forscher[3]) entdeckt wurden. Beispielsweise muß unter korrespondierenden Zuständen

$$T_k \frac{1}{V} \frac{\partial V}{\partial T}$$

für verschiedene Stoffe gleich sein. Dasselbe gilt für jeden der Ausdrücke

$$\frac{\eta \sqrt[6]{\frac{T_k}{p_k^4}}}{\sqrt{m}} \quad \text{und} \quad \frac{\gamma}{p_k^{\frac{2}{3}}\, T_k^{\frac{1}{3}}},$$

wobei η den Reibungskoeffizienten, γ die Kapillaritätskonstante bedeutet. Die beiden letzten Gesetze wurden von Kamerlingh Onnes[4]) auf Grund seiner Theorie vorausgesagt. Beachtenswert ist, daß dieselbe nicht nur für statische, sondern auch für dynamische Vorgänge anwendbar ist, wie das angeführte Beispiel mit dem Reibungskoeffizienten lehrt.

Eine stillschweigende Voraussetzung liegt allerdings dem Vorangehenden zugrunde, nämlich diese: damit ein Ausdruck A ohne Dimension in korrespondierenden Zuständen für zwei verschiedene Stoffe denselben Wert hat, ist es nötig, daß die Größe A von der Zusammensetzung des Moleküls unabhängig ist, die Zahl der Freiheitsgrade darf also für sie nicht in Betracht kommen, oder was dasselbe ist, das Verhältnis der spezifischen Wärme $k = \frac{c_p}{c_v}$ im idealen Gaszustand; denn selbst wenn sich 2 Stoffe in demselben Bewegungszustand befinden, so können doch noch die Vorgänge im Molekül sehr verschieden sein. In dem speziellen Falle allerdings, wo k für 2 Substanzen gleichgroß ist, wird ein hiervon abhängiger Ausdruck ohne Dimension für beide denselben Wert haben, vorausgesetzt, daß die Körper korrespondieren. Diese Erweiterung seiner früheren Betrachtungen gab Kamerlingh Onnes[5]) im Jahre 1896. Als Beispiel sei erwähnt, daß das Produkt $m c_p$ für Stoffe mit demselben k gleichgroß sein muß

1) Diesen Satz leiten auch Natanson (Compt. rend. 109, 855 u. 890, 1889) und P. Curie (Arch. Gen. **26**, 13, 1893) ab.

2) Kamerlingh Onnes, l. c.

1) Kamerlingh Onnes, l. c.

2) Auch Amagat erwähnt diesen Satz. Compt. rend. **124**, 547, 1897; Séances soc. franç. de Physique **92**, 3, 1897.

3) Van der Waals, l. c.

4) Kamerlingh Onnes, l. c., u. Communications from the Labor. of physics Leiden Nr. 12. Vergl. auch van der Waals Cont. I. Teil, 2. Aufl. S. 175. Ferner ergibt sich, daß $\frac{d(\gamma m v)}{dT}$ eine universelle Funktion der reduzierten Temperatur sein muß, v ist hierbei das spezifische Volumen. Hieraus folgt ohne weiteres die Regel von Eötvös.

5) Kamerlingh Onnes, Comm. from the physical laboratory Leiden Nr. 23.

unter übereinstimmenden Zuständen, dasselbe gilt natürlich auch für mc_v. Auch der Satz, daß die reduzierten Gibbschen Flächen für Substanzen mit demselben k identisch sind, gehört hierher.[1]) Modelle solcher Flächen für verschiedene Werte von k hat Kamerlingh Onnes konstruiert.[2])

Man erkennt übrigens, daß das van der Waalssche Gesetz nur dann gültig ist, falls für die Zustandsgleichung jedes Stoffes nur 3 wesentliche individuelle Konstanten charakteristisch sind[3]), wie z. B. m, a, b_0 oder m, k, b_0; treten nämlich 4 oder noch mehr Konstanten auf, so läßt es sich nicht mehr erreichen, daß sie sämtlich vorgeschriebene Werte erhalten, indem man die 3 Einheiten der Länge, Masse und Zeit abändert, 2 verschiedene Stoffe können also dann nicht mehr in denselben Bewegungszustand übergeführt werden.

II. Prüfung des Gesetzes der korrespondierenden Zustände.

Im vorangehenden haben wir auf die weitgehende Bedeutung und theoretische Begründung des van der Waalsschen Gesetzes hingewiesen. Was nun die Methoden zur experimentellen Prüfung des Theorems betrifft, so gibt es hier einmal einen direkten Weg, der darin besteht, daß man die reduzierten Zustandsgrößen für verschiedene Substanzen berechnet, bezw. die Werte von Ausdrücken wie z. B. $\frac{rm}{T_k}$ etc. für 2 Stoffe unter korrespondierenden Zuständen vergleicht. Außerdem sind durch Amagat[4]) und Raveau[5]) zwei sehr sinnreiche Methoden zur Anwendung gekommen. Amagat zeichnete für 2 verschiedene Körper die gewöhnlichen, nicht reduzierten, Isothermen und zwar für jede Substanz auf ein besonderes Blatt. Er projizierte hierauf durch ein paralleles Lichtbündel die eine Zeichnung auf die andere und suchte es dann durch geeignete Drehungen der Zeichnungen (dies entspricht einer Änderung der Einheiten der Koordinaten) zu erreichen, daß die beiden Isothermenscharen ohne gegenseitiges Schneiden ineinander greifen. Gelang dies, so war damit der Beweis für die Gültigkeit des Gesetzes erbracht. Raveau zeichnet $\log p$ und $\log V$ [p und V sind wiederum die gewöhnlichen Zustandsvariabeln] für verschiedene Temperaturen und für 2 verschiedene Substanzen und zwar für jede auf ein besonderes Blatt. Um nun reduzierte Zustandsgrößen einzuführen, muß man die Einheiten von p und V ändern, oder zu $\log p$ und $\log V$ je ein bestimmtes Stück hinzuaddieren. Es muß also, wenn das Theorem gültig ist, möglich sein, durch eine einfache Parallelverschiebung das $\log p$ $\log V$ Netz der einen Substanz mit dem entsprechenden Diagramm der andern zur Deckung zu bringen. Sowohl das Amagatsche als auch das Raveausche Verfahren kann dann angewandt werden, wenn die kritischen Daten nicht bekannt sind und man überhaupt von vorn herein für die beiden Körper keine korrespondierenden Punkte angeben kann; dies ist natürlich ein großer Vorzug beider Verfahren. Übrigens enthält sowohl der Amagatsche als auch der Raveausche Weg zur Prüfung des Gesetzes zugleich eine Methode, um die kritischen Daten der einen Substanz aus denen der andern zu ermitteln, man braucht nur für die eine die Koordinaten des Punktes zu ermitteln, der mit dem kritischen Punkte der andern zusammenfällt.

Die ersten Prüfungen des Theorems der übereinstimmenden Zustände sind von van der Waals[1]) selbst gleich nach der Aufstellung seines Gesetzes vorgenommen, er fand, daß es wenigstens genähert gültig sei. Allerdings war das damals vorliegende Beobachtungsmaterial nicht sehr zahlreich und namentlich die Messungen der kritischen Daten, die van der Waals bei seinen Berechnungen benutzte, nicht immer exakt.

Bald darauf erschienen aber die teils von S. Young allein, teils gemeinsam mit Ramsay ausgeführten Untersuchungen über die gesättigten Dämpfe und die damit koexistierende flüssige Phase. Mit dem so gewonnenen Material, im ganzen 12 Substanzen (Benzol, Fluor-, Chlor-, Brom-, Jodbenzol, Tetrachlorkohlenstoff, Zinnchlorid, Äther, Methyl-, Äthyl-, Propylalkohol und Essigsäure) nahm S. Young[2]) 1892 eine Prüfung des Gesetzes der korrespondierenden Grenzkurve vor. Er zeigte, daß dieser Satz zwar nicht genau, aber doch sehr genähert richtig ist. Übrigens ist bei den 4 Halogenderivaten des Benzols die Übereinstimmung eine vorzügliche, hier dürften wohl die Abweichungen innerhalb der Beobachtungsfehler liegen, während sie bei den übrigen Substanzen vielfach etwas größer sind, aber nur für die Alkohole und Essigsäure sind die Forderungen der Theorie gar nicht erfüllt. Auch Wasser zeigt bei gewöhnlichen Temperaturen Abnormalitäten, die aber nach Untersuchungen von Dieterici[3]) bei höheren Temperaturen verschwinden. In einer weiteren Arbeit fanden

1) Diesen Satz teilt auch G. Bakker mit: Zeitschr. f. phys. Chemie **21**, 507, 1896.
2) Kamerlingh Onnes, Comm. from the physical lab. Leiden Nr. 66.
3) Vergl. hierzu Meslin, Compt. rend. **116**, 135, 1893.
4) Amagat, Compt. rend. **123**, 30 u. 83, 1896.
5) Raveau, Journ. de phys. [3] **6**, 432, 1897.

1) van der Waals, Kontinuität d. gasf. u. fl. Zustandes. 2. Aufl. 1. Teil, S. 134, 1899.
2) S. Young, Phil. Mag. **33**, 153, 1892.
3) Dieterici, Ann. d. Physik **15**, 860, 1904.

S. Young und Thomas[1]), daß die reduzierte Grenzkurve von 10 verschiedenen Estern mit derjenigen der zuerst betrachteten Stoffe (Benzol etc.) nahezu identisch ist. Dasselbe gilt für die Grenzkurve von Normalhexan, Iso- und Normalpentan.[2]) Auch Mathias[3]) zeigte für einige Stoffe, daß sich die reduzierte Dichte des gesättigten Dampfes durch dieselbe Funktion der reduzierten Temperatur darstellen läßt. Der analoge Satz gilt — was Mathias ebenfalls nachwies — für die koexistierende flüssige Phase. Auch die Prüfungen von van der Waals jun.[4]) und Kirstine Meyer[5]) bestätigen den Satz vom Zusammenfallen der reduzierten Grenzkurve.

Ferner sei erwähnt, daß Amagat nach seiner Methode (siehe oben) die Gültigkeit des Theorems der übereinstimmenden Zustände für Kohlensäure, Äthylen, Äther und Luft nachwies[6]), er untersuchte nicht wie Young nur die Grenzkurve, sondern ein ziemlich großes Gebiet des Isothermennetzes. Dasselbe gilt von den von Raveau[7]) und Reinganum[8]) nach der Methode des ersteren (siehe oben) vorgenommenen Prüfungen. Raveau bestätigte das Gesetz für die schon von Amagat betrachteten Stoffe Äthylen und Kohlensäure, Reinganum zeigte, daß auch Isopentan mit diesen Substanzen übereinstimmt.

Vielfach sind auch die Beziehungen, durch welche die thermischen oder mechanischen Größen der Körper in Zusammenhang mit dem Gesetz der korrespondierenden Zustände gebracht sind, geprüft worden. Derartige Untersuchungen haben z. B. van der Waals[9]), Amagat[10]) und Verschaffelt[11]) angestellt, es ergab sich für die meisten Stoffe eine befriedigende Übereinstimmung mit der Theorie, insbesondere bestätigte sich auch, daß Ausdrücke wie

$$\frac{\eta \sqrt[6]{\frac{T_k}{p_k^4}}}{\sqrt{m}} \text{ etc.}$$

unter korrespondierenden Umständen für verschiedene Substanzen nahezu gleichgroß sind.[1]) Auch die Konstanten des Gesetzes vom geradlinigen Diameter lassen sich in Beziehung zum van der Waalsschen Theorem bringen.[2])

Um eine ungefähre Vorstellung von der Genauigkeit zu geben, mit der dieses Gesetz zutrifft, seien zunächst einige Daten aus der Youngschen Arbeit[3]) mitgeteilt. In der ersten der nachfolgenden Tabellen findet man für verschiedene reduzierte Temperaturen t den Druck des gesättigten Dampfes von C_6H_6, dividiert durch den zum selben t gehörigen Dampfdruck von C_6H_5F. In der zweiten Tabelle sind in derselben Weise die Dampfspannungen von $(C_2H_5)_2O$ und C_6H_5F miteinander verglichen.

t	$\frac{C_6H_6}{C_6H_5F}$	t	$\frac{(C_2H_5)_2O}{C_6H_5F}$
0,486	1,338		
0,639	1,200	0,639	0,740
0,733	1,144	0,733	0,761
0,822	1,114	0,822	0,785
0,928	1,088	0,928	0,804
1,000	1,073	1,000	0,798

Die in derselben Tabelle angegebenen Zahlen sind nahezu einander gleich, woraus die Richtigkeit des Gesetzes folgt.

Indessen geben, wie Reinganum[4]) mit Recht hervorhebt, die vorliegenden Daten doch keinen brauchbaren Maßstab für die Genauigkeit des Gesetzes. Denn selbst wenn die reduzierten Isothermen zweier Stoffe nur sehr wenig voneinander abweichen, so kann dies für die Grenzkurve doch schon sehr viel ausmachen; denn da bei kleinen Drucken die Steigung der Isothermen gegen die Achse nur gering ist, so wird der eine Endpunkt der Maxwell-Clausiusschen Geraden, der den Dampfzustand ergibt, nicht unbeträchtlich verschoben, die reduzierten Dampfvolumina der Substanzen werden also schon recht bemerkbare Differenzen aufweisen. Außerdem ändert sich die reduzierte Dampfspannung bei kleinen Drucken relativ viel mehr wie bei größeren. Bei höheren Temperaturen, etwa oberhalb $t = 1$ dürften wohl die Unterschiede, die die einzelnen Stoffe in korrespondierenden Zuständen in den Werten der reduzierten Drucke zeigen, im allgemeinen nur bis auf zwei oder jedenfalls nur bis auf ganz wenige Prozente ansteigen.

Van der Waals stellte das Gesetz der korrespondierenden Zustände nur für Gase und Flüssigkeiten auf, da nur für diese Stoffe seine Gleichung gültig ist; auch bei den im vorhergehenden erwähnten Prüfungen hat man sich durchweg auf diese Substanzen beschränkt, der

1) S. Young u. Thomas, Trans. Chem. Soc. **63**, 1191, 1893.
2) Siehe Young, Proc. Phys. Soc., London, S. 602, 1895; Trans. of the Chem. Soc. **71**, 446, 1897 u. Young u. Thomas, Journ. Chem. Soc. **67**, 1071, 1895.
3) Mathias, Compt. rend. **112**, 85, 1891.
4) v. d. Waals jun., Akad. v. Wetensch. te Amsterdam Verslagen v. d. gew. vergaderinge d. wis. en nat. afdeeling **5**, 248, 1897.
5) K. Meyer, Zeitschr. f. phys. Chem. **32**, 1, 1900.
6) Amagat, Compt. rend. **123**, 30 u. 83, 1896.
7) Raveau, l. c.
8) Reinganum, Diss. Göttingen 1899.
9) van der Waals, l. c.
10) Amagat, l. c.
11) Verschaffelt, Comm. Leiden Nr. 18, 1895, u. Nr. 28, 1896.

1) Kamerlingh Onnes, Comm. Leiden, Nr. 12, 1894.
2) Young, Phil. Mag. (5) **34**, 503, 1892.
3) Young, Phil. Mag. (5) **33**, 153, 1892.
4) Reinganum, Dissertation Göttingen 1899.

Grund hierfür dürfte wohl hauptsächlich darin liegen, daß für diejenigen Stoffe, deren kritische Daten bekannt sind, zu wenig Beobachtungen über den festen Zustand vorliegen. Immerhin sind für einige Körper, deren T_k bestimmt ist, auch die Schmelztemperaturen ermittelt. Bekanntlich ändern sich diese nur sehr wenig, selbst wenn der Schmelzdruck innerhalb sehr weiter Grenzen variiert, die reduzierten Schmelztemperaturen müssen also für verschiedene Stoffe gleichgroß sein, falls das van der Waalssche Gesetz hier noch gültig ist. Nachfolgende Tabelle zeigt, daß dies wenigstens für einige Substanzen, wenn auch nur in roher Annäherung, zutrifft.

	Reduz. Schmelztemp.	Zugehörige abs. Temp.
Stickstoff	0,491	62,4
Kohlenoxyd	0,494	66
Methan	0,456	87,2
Benzol	0,496	278,3
Äther	0,332	155
Tetrachlorkohlenstoff	0,446	248,3
Wasser	0,428	273

Sollte sich zeigen, daß das van der Waalssche Gesetz auch für den festen Zustand zutrifft, so dürfte dies eher für als gegen die Kontinuität des festflüssigen Zustandes sprechen.[1])

III. Abänderungen und Erweiterungen, die das Gesetz der korrespondierenden Zustände in der letzten Zeit erfahren hat.

Da das van der Waalssche Theorem zwar mit recht großer Annäherung gültig ist, aber doch kein exaktes Naturgesetz darstellt, so entstand die Frage, ob man es nicht durch gewisse Abänderungen, durch eine etwas andere Fassung zu einem solchen machen kann. Einen derartigen Versuch machte Kirstine Meyer.[2]) Die Verfasserin führt zunächst die neuen Variabeln

$$T' = T - T_k, \quad V' = V - V_k, \quad p' = p - p_k$$

in die Zustandsgleichung ein, diese möge dann übergehen in

$$f(T', V', p') = 0. \qquad (4)$$

Es sei nun

$$T_k - c = T_0, \quad V_k - d = V_0, \quad p_k - e = p_0, \qquad (5)$$

wobei c, d, e gewisse individuelle Konstanten sind, denken wir uns nun in (4) T', V', p' bezw. in Teilen von T_0, V_0, p_0 ausgedrückt, so soll nach K. Meyer die so erhaltene Zustandsgleichung für alle Köiper identisch sein, vorausgesetzt, daß die Konstanten c, d, e für jeden Stoff durch Vergleich mit den Beobachtungen passend gewählt sind, sie muß also die Form haben:

$$\varphi\left(\frac{T'}{T_0}, \frac{V'}{V_0}, \frac{p'}{p_0}\right) = 0, \qquad (6)$$

wo φ eine universelle Funktion ist. Da das van der Waalssche Gesetz in seiner ursprünglichen Form genähert richtig ist, so müssen c, d, e klein im Vergleich zu T_k, V_k, p_k sein, was die Verfasserin, die ihre Behauptungen mittels des vorhandenen experimentellen Materials zu beweisen suchte, auch bestätigt fand, speziell ergab sich, daß für alle Stoffe $e = 0$ sei, d wird gleichsam als eine Art Minimalvolumen betrachtet, von dem ab V_0 zu zählen ist, eine analoge Bedeutung hat c, doch gibt die Verfasserin keine theoretische Begründung ihrer Anschauungen. Aus ihren Untersuchungen zieht sie den Schluß, daß die Zustandsgleichung nicht drei, sondern fünf individuelle Konstanten enthalten muß, zu den drei Größen m, b, a (bezw. p_k, V_k, T_k) treten nämlich noch c und d.

Die Übereinstimmung, die K. Meyer findet, ist zwar im ganzen durchaus befriedigend und es läßt sich nicht verkennen, daß ihre Betrachtungen von praktischem Nutzen sind; ob ihnen aber auch theoretisches Interesse zukommt, oder ob die gute Übereinstimmung nur dem Umstand zuzuschreiben ist, daß die Verfasserin 2 willkürliche Konstanten, nämlich e und d, mehr hat wie gewöhnlich, dürfte jetzt schwer zu entscheiden sein.[1])

Uns freilich will ein anderer Weg, das van der Waalssche Gesetz umzuformen, aussichtsreicher erscheinen. Vom Standpunkt der kinetischen Theorie ist es wahrscheinlich, daß der Zusammenstoß zweier Moleküle Sauerstoff beispielsweise in ähnlicher Weise erfolgt wie der analoge Vorgang bei Stickstoff; dagegen dürfte dies für Sauerstoff und Äther nicht mehr, wenigstens nicht mehr mit demselben Grade der Annäherung, zutreffen. Es ist also anzunehmen, daß das Theorem der übereinstimmenden Zustände für chemisch ähnliche Substanzen mit weit größerer Genauigkeit gilt als für beliebige Stoffe; die Körper würden demnach in bezug auf ihr Verhalten zu diesem Gesetze in eine Reihe von Gruppen zerfallen, so daß für jede Gruppe das Gesetz mit recht großer Genauigkeit, vielleicht sogar mit völliger Exaktheit, zutrifft, während Stoffe verschiedener Gruppen eine etwas verschiedene reduzierte Zustandsgleichung besitzen. Dieser Gedanke findet sich übrigens jedoch in wenig bestimmter Form in der Literatur angedeutet; so erwähnt z. B. S. Young, daß die vier Halogenderivate des Benzols den Forderungen der Theorie mit

1) Vergl. H. Kamerlingh Onnes u. H. Happel, Arch. Néerl. II, X, 62.

2) K. Meyer, Ztschr. f. phys. Chemie **23**, 1, 1900.

1) Ähnliche Beobachtungen wie K. Meyer hat auch D. Berthelot angestellt. Archives néerlandaises (2) **5**, 417, 1900.

außerordentlicher Genauigkeit genügen, doch ist eine umfassende Prüfung der hier ausgesprochenen Vermutung noch nicht durchgeführt.

Nicht ohne Interesse dürfte für die hier aufgeworfene Frage das Verhalten der einatomigen Stoffe zum Gesetz der übereinstimmenden Zustände sein, eine Aufgabe, die ich mir in einer früheren Arbeit stellte.[1]) Es ergab sich, daß die reduzierten Isothermen von Argon, Krypton, Xenon und Quecksilber recht beträchtlich von denen der mehratomigen Substanzen wie Äther, Kohlensäure etc. abweichen, daß aber andererseits die vier genannten einatomigen Stoffe miteinander korrespondieren. Allerdings läßt sich wegen Mangel an guten Beobachtungen noch nicht entscheiden, mit welchem Grade der Genauigkeit dies zutrifft. Durch Vergleich der Dampfspannungen von Quecksilber mit denen von Argon etc. war es mir auch möglich, den kritischen Druck und die kritische Temperatur für den erstgenannten Körper zu ermitteln.

Die reduzierten Isothermen von Äthyl- und Propylalkohol fallen, wie schon erwähnt, nicht mit denen von Äther und natürlich auch nicht mit denen von Argon zusammen. Dagegen korrespondieren die beiden Alkohole miteinander, wie aus den nachfolgenden Tabellen hervorgeht. In der ersten derselben ist für verschiedene reduzierte Temperaturen t der Dampfdruck von Propylalkohol dividiert durch den zum selben t gehörigen Dampfdruck von Äthylalkohol angegeben. In der zweiten Tabelle findet man das Verhältnis der zum gleichen t gehörigen Volumina der gesättigten Dämpfe.

t	Verhältnis der Dampfdrucke	t	Verhältnis der Dampfvolumina
0,639	0,790	0,656	1,289
0,733	0,841	0,733	1,212
0,822	0,843	0,928	1,235
1,000	0,798		

Die in derselben Tabelle enthaltenen Zahlen sind in der Tat gleichgroß.

Sehen wir ab von den kleinen Unterschieden, die die meisten mehratomigen Stoffe wie Benzol, Äther, Kohlensäure und alle damit korrespondierenden in bezug auf das van der Waalssche Gesetz zeigen, so zerfallen also die Körper, was ihr Verhalten zu diesem Theorem betrifft, in mindestens drei verschiedene Klassen, als deren Repräsentanten wir bezw. Argon, Äther und Äthylalkohol ansehen können. Keiner dieser Gruppen gehören Methylalkohol und Essigsäure und einige andere Stoffe an.

Noch in anderer Hinsicht ist das Gesetz der übereinstimmenden Zustände in der letzten Zeit erweitert worden; es hat sich gezeigt, daß es sich auch auf binäre Mischungen ausdehnen läßt. Denken wir uns für ein solches Gemenge, an dessen Konzentration wir nichts ändern, die Isothermen gezeichnet, so gibt es in diesem Diagramm einen Punkt, für den

$$\frac{\partial p}{\partial V} = 0 \text{ und } \frac{\partial^2 p}{\partial V^2} = 0$$

ist, dies ist der „kritische Punkt der homogenen Mischung". Wählen wir die Koordinaten dieses Punktes als Einheiten für Druck, Volumen und Temperatur, so fällt die so erhaltene reduzierte Isothermenfläche mit der reduzierten Isothermenfläche für einen einheitlichen Stoff zusammen. Dieser Satz bedarf indessen noch insofern einer Ergänzung, als natürlich vorausgesetzt wird, daß beide Substanzen der Mischung entweder der Argon- oder Äther- oder Alkoholgruppe angehören müssen und daß außerdem der mit ihnen korrespondierende einheitliche Stoff zur selben Gruppe gehört wie die Substanzen des Gemenges.

Experimentell sind allerdings nur solche Gemische auf ihr Verhalten zum van der Waalsschen Theorem untersucht, bei denen beide Körper zur Äthergruppe gehören. Schon Amagat[1]) zeigte mittels seiner Methode, daß die reduzierten Isothermen von Luft im Gaszustand sich mit denen von Kohlensäure decken. Bald darauf zeigte Verschaffelt[2]), daß Kohlensäure und ein Gemisch dieser Substanz mit Wasserstoff korrespondieren, er bediente sich hierbei der Raveauschen Methode. Ferner sind noch die Untersuchungen von Kamerlingh Onnes und Zakrzewski[3]) zu erwähnen, welche das Gesetz für Mischungen von Chlormethyl und Kohlensäure bestätigten, nur in der Gegend der kleinen Volumina und der tiefen Temperaturen (unterhalb der kritischen) ergaben sich nicht unbeträchtliche Abweichungen. Kamerlingh Onnes und Zakrzewski behandeln auch die Frage, wie die Koexistenzbedingungen für ein Gemisch mittels der reduzierten Zustandsgleichung für einen einheitlichen Stoff abzuleiten sind. Zn dem Zwecke konstruieren sie für eine bestimmte Temperatur eine ψ-Fläche; natürlich müssen, damit dies möglich ist, die kritischen Daten des homogenen Gemisches bekannt sein und zwar für alle Gemenge, die zu der ψ-Fläche gehören. Hieraus lassen sich dann in der von van der Waals angegebenen Weise die Koexistenzbedingungen ableiten.

IV. Über einige Fragen, die mit dem Theorem der korrespondierenden Zustände in engem Zusammenhang stehen.

An erster Stelle behandeln wir hier die

1) H. Happel, Ann. d. Physik 13, 340, 1904.

1) E. H. Amagat, l. c.
2) J. E. Verschaffelt, Comm. from the phys. labor. Leiden Nr. 65, 1900.
3) H. Kamerlingh Onnes u. C. Zakrzewski, Comm. from the phys. lab. Leiden Nr. 92, 1904, u. Supplement Nr. 8, 1904.

Frage, welches für die verschiedenen Gruppen die Gleichung der reduzierten Isothermenfläche ist. Betrachten wir zuerst die Stoffe, welche mit Argon übereinstimmen, da von vornherein zu erwarten ist, daß hier die Verhältnisse am einfachsten liegen. Geht man von den van der Waalsschen Vorstellungen aus, so gelangt man bekanntlich zu einer Gleichung von der Form:

$$p = \frac{nRT}{V}\left\{1 + \frac{b}{V} + \alpha_1\left(\frac{b}{V}\right)^2 + \alpha_2\left(\frac{b}{V}\right)^3 + \ldots\right\} - \frac{a}{V^2}, \qquad (7)$$

wobei nach Boltzmann[1]):

$$\alpha_1 = \frac{5}{8}\,\alpha_2 = 0{,}2869 \qquad (8)$$

ist, die Koeffizienten der höheren Glieder sind noch nicht berechnet. Während die Richtigkeit des Wertes für α_1 wohl kaum noch bezweifelt wird, dürften Bedenken gegen den Wert für α_2 nicht ausgeschlossen sein, da die zum Teil von van Laar ausgeführten Hilfsrechnungen überaus kompliziert sind. Es ist mir aber gelungen, brauchbare Grenzen für α_2 abzuleiten, da der Boltzmannsche Wert für α_2 zwischen ihnen liegt, so dürfte hierdurch das Zutrauen zu ihm sehr erhöht sein. Ich habe ferner die Gleichung (7) mit den allerdings nicht sehr zahlreichen Beobachtungen über Argon, Krypton und Xenon verglichen, wobei ich für α_1 und α_2 die unter (8) angegebenen Werte benutzte, und die höheren Glieder vernachlässigte. Es zeigte sich, daß die beobachteten und berechneten Isothermen befriedigend übereinstimmen. Auch das obere Ende der Dampfspannungskurve wird durch (7) richtig wiedergegeben, und es ist sogar zu vermuten, daß eine Gleichung von der Form

$$p = Tf(V) - \frac{a}{V^2},$$

wobei $f(V)$ eine Funktion von V allein ist, das Verhalten im flüssigen Zustand richtig wiedergibt.[2])

Für die Substanzen der Äthergruppe sind zwar manche Versuche gemacht, auf theoretischem Wege eine brauchbare Zustandsgleichung abzuleiten, doch ist man bis jetzt noch nicht zu einem befriedigenden Resultate gelangt. Dagegen hat Kamerlingh Onnes[3]) für diese Stoffe aus den vorhandenen Messungen eine empirische Zustandsgleichung ermittelt, welche fast das ganze Gebiet des gasförmigen und flüssigen Zustandes umfaßt. Was die Zustandsgleichung der Stoffe der Alkoholgruppe betrifft, so liegt hier wenig vor.

Verschiedentlich sind auch Versuche gemacht, eine empirische Formel für das Gesetz der korrespondierenden Grenzkurve zu finden, so z. B. von van der Waals[1]) und wie schon erwähnt von Mathias.

Wie erklärt es sich nun vom Standpunkte der kinetischen Theorie, daß die Substanzen in bezug auf ihr Verhalten zum van der Waalsschen Gesetz in verschiedene Gruppen zerfallen? Was zunächst die einatomigen Körper betrifft, so dürfen wir aus der wenigstens genäherten Gültigkeit der Gleichung (7) vermuten, daß hier die dieser Formel zugrunde liegenden Voraussetzungen (kugelförmige, vollkommen elastische und unveränderliche Moleküle, deren gegenseitige Anziehungskräfte sich im Inneren aufheben) zutreffend sind. Bei mehratomigen Stoffen wird man wahrscheinlich, wie auch vielfach vermutet ist, die Annahme aufgeben müssen, daß sich die Kräfte im Innern zu null ergänzen.[2])

Wie unterscheiden sich aber Substanzen wie Äther und Essigsäure? Bei letzterer und wahrscheinlich auch bei allen Alkoholen treten, wie man wohl mit ziemlicher Sicherheit annehmen darf, Polymerisationen und Dissoziationen auf. Diese Vorgänge, welche mit Änderungen des Moleküls verbunden sind, müssen von der durch die gegenseitige Attraktion der Moleküle hervorgerufenen Bildung von Molekülgruppen unterschieden werden, für welche der Bau des Moleküls nicht in Betracht kommt, da bei ihnen die einzelnen Individuen immer in einiger Entfernung voneinander bleiben und eine direkte Vereinigung bezw. Trennung der Moleküle nicht vorkommt. Wie schon erwähnt, nimmt Kamerlingh Onnes an, daß solche Molekülgruppen bei Äther und den damit korrespondierenden Stoffen vorkommen, auch bei den Alkoholen und der Essigsäure steht dieser Annahme nichts im Wege. Dagegen nimmt man nach dem Vorgange von van der Waals an, daß Polymerisationen bezw. Dissoziationen bei Äther und allen damit korrespondierenden Stoffen nicht auftreten, hier ist also das Molekulargewicht in einem beliebigen Zustand ebenso groß wie im ideal gasförmigen. In dieser Weise sucht van der Waals das abweichende Verhalten der mehratomigen Stoffe zum Gesetz der übereinstimmenden Zustände zu erklären.

Es läßt sich nicht verkennen, daß diese Betrachtung sehr plausibel ist, obwohl, wie wir ausdrücklich hervorheben möchten, ein einwandfreier Beweis hierfür noch nicht erbracht ist,

1) Boltzmann, Gasth. II. Teil, S. 151, u. Amsterdamer Verslagen VII, S. 477, 1898/99.
2) Die Arbeit erscheint in den Göttinger Nachrichten.
3) H. Kamerlingh Onnes, Comm. from the phys. lab. Leiden Nr. 71 u. 74.

1) van der Waals, Kontinuität, I. Teil, 2. Aufl., S. 158.
2) Es läßt sich zeigen, daß eine Gleichung von der Form $p = Tf(v) - \frac{F(T)}{v^2}$ für mehratomige Stoffe nicht gültig ist. Siehe H. Happel, Ann. d. Phys. 13, 340, 1904.

und es bis jetzt noch keine sichere Methode gibt, das Molekulargewicht eines komprimierten Gases oder einer Flüssigkeit zu ermitteln. Wie das Beispiel von Äthyl- und Propylalkohol lehrt, kann das Gesetz der korrespondierenden Zustände auch für Stoffe zutreffen, bei denen Polymerisationen und Dissoziationen vorkommen, es muß dann aber unter übereinstimmenden Umständen das Verhältnis der einfachen und Doppelmoleküle für die verschiedenen Substanzen das gleiche sein. Es hat nichts Befremdendes, wenn man annimmt, daß dies der Fall ist bei Körpern, die chemisch sehr ähnlich sind, wie z. B. den genannten Alkoholen. Dagegen dürfte die Bedingung bei den mit Äther korrespondierenden Stoffen nicht erfüllt sein, da diese zum Teil völlig verschiedenartig sind, und somit ist es vielleicht das einfachste, anzunehmen, daß hier Polymerisation und Dissoziationen nicht vorhanden sind. Die zur Argon- und Äthergruppe gehörigen Stoffe werden vielfach als normale Körper bezeichnet, da bei ihnen das Molekulargewicht wahrscheinlich unverändert bleibt; im Gegensatz hierzu bezeichnet man die Alkohole und Essigsäure als anomale Substanzen.

An dieser Stelle möchten wir auch eine von Batschinski[1]) gegebene Erweiterung des Begriffs der kritischen Größen erwähnen, welche sich auf anomale Substanzen bezieht. Gehen wir von einem beliebigen Anfangszustand eines solchen Stoffs aus, in welchem n_1 einfache und n_2 Doppelmoleküle vorhanden sein mögen, und denken wir uns die Isothermen bestimmt, wobei wir annehmen, daß an den Zahlen n_1 und n_2 nichts geändert wird, so verhält sich unser Stoff wie ein Gemisch, das aus n_1 Bestandteilen der einen Substanz und n_2 der andern besteht. Natürlich ist der hier beschriebene Prozeß nur theoretisch möglich. Den in dem so erhaltenen Isothermennetz befindlichen kritischen Punkt des homogenen Gemischs bezeichnet Batschinski als metakritischen Punkt, seine Koordinaten werden natürlich vom Anfangszustand abhängen, die metakritischen Daten sind also Funktionen von Temperatur und Druck. Bei den zur Äthergruppe gehörigen Stoffen sind natürlich die metakritischen Daten mit den kritischen Größen identisch, vorausgesetzt, daß hier beim Übergang aus einem Zustand in den andern keine Änderungen des Molekulargewichts vorkommen, was wir hier und im folgenden annehmen. Was die Berechnung der metakritischen Größen betrifft, so sei auf die Arbeit von Batschinski verwiesen.

Es könnte vielleicht zunächst scheinen, daß durch Einführung dieser neuen Begriffe nichts gewonnen sei, aber Batschinski macht interessante Anwendungen, aus denen die Bedeutung der metakritischen Größen, die wir mit $\overline{T}_k$, $\overline{V}_k$, $\overline{p}_k$ bezeichnen wollen, klar hervorgeht. Ist M die Masse der Substanz und m ihr „scheinbares Molekulargewicht" (siehe Planck, Thermodynamik, S. 24, 1. Auflage) für den Zustand für den $\overline{T}_k$, $\overline{V}_k$, $\overline{p}_k$ die kritischen Daten sind, so muß beispielsweise $\frac{m \overline{p}_k \overline{V}_k}{M R \overline{T}_k}$ ebenso groß sein wie der entsprechende Ausdruck für einen einheitlichen Stoff, denn das van der Waalssche Gesetz gilt wie erwähnt auch für Mischungen und $\frac{m \overline{p}_k \overline{V}_k}{M R \overline{T}_k}$ ist eine reine Zahl. Wir haben daher, da bei Äther $\frac{m p_k V_k}{M R T_k} = 3{,}7$ ist,

$$\frac{m \overline{p}_k \overline{V}_k}{M R \overline{T}_k} = 3{,}7.$$

Sind $\overline{p}_k$ $\overline{V}_k$, $\overline{T}_k$ bekannt, so kann hieraus das scheinbare Molekulargewicht und also auch der Assoziationsfaktor berechnet werden.

Ist nun durch die vorangegangenen Betrachtungen die Bedeutung des van der Waalsschen Gesetzes für die Physik erschöpft? Unwillkürlich drängt sich uns eine Frage auf, deren Beantwortung aber zurzeit wohl kaum möglich ist. Wie die Reibung, so läßt sich natürlich auch die Wärmeleitung in Beziehung zum Theorem der korrespondierenden Zustände bringen. Bekanntlich zieht die kinetische Theorie diese Vorgänge in den Bereich ihrer Betrachtungen und sucht sie durch das Spiel der Moleküle zur erklären. Bei den flüssigen Metallen aber kommt bei der Wärmeleitung und ebenso bei der elektrischen Leitung den Elektronen eine wesentliche Rolle zu. Wird auch auf diese Erscheinungen das van der Waalssche Gesetz anwendbar sein, oder ist seine Gültigkeit allein auf das Gebiet der Mechanik und Wärmelehre beschränkt?

(Eingegangen 9. Mai 1905.)

1) A. Batschinski, Ztschr. f. phys. Ch. 40, 629, 1902.

BERICHTE ÜBER WISSENSCHAFTLICHE VERSAMMLUNGEN.

XII. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie (früher Deutsche elektrochemische Gesellschaft) in Karlsruhe, am 1. bis 4. Juni 1905.[1])

Wie alljährlich, fand auch in diesem Jahre in der zweiten Hälfte der Himmelfahrtswoche die Hauptversammlung der deutschen Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie statt, welcher dieses Mal die schöne badische Hauptstadt Karlsruhe eine gastliche Stätte bot. Von herrlichstem Wetter begünstigt, fanden sich die Teilnehmer in überraschend großer Zahl schon am Donnerstage zu einem gemütlichen Begrüßungsabend im Stadtgarten zusammen, wo sich alsbald der so überaus anregende und fördernde persönliche Meinungsaustausch zu seinem Rechte verhalf. Die wissenschaftlichen Sitzungen fanden am Freitag und Sonnabend im großen Hörsaale des chemischen Instituts der Technischen Hochschule statt, wo nach Erledigung der üblichen Begrüßungsansprachen die große Reihe der wissenschaftlichen Vorträge begann. Hier sprach als Erster:

Prof. M. Le Blanc-Karlsruhe über Elektrolyse mit Wechselströmen. Er schilderte die Vorgänge der Wechselstromelektrolyse an Kupfersulfat zwischen Kupferelektroden, sowie die Auflösung von Kupfer in Cyankaliumlösungen. Darauf trug

Prof. W. Ostwald-Leipzig vor: Über Malerei. Derselbe berichtete über physikalisch-chemische Vorgänge, welche für die Maltechnik von Wichtigkeit sind, wie z. B. den Vorgang der Leinöloxydation, Firnisbildung, Trockengeschwindigkeit der verschiedenen Farben, Einfluß des Lichtes darauf; zeitliche Vergänglichkeit der Bilder, Ersatz des Bleiweißes durch andere Farbstoffe und dergl. mehr.[2]) Nunmehr skizzierte

Prof. J. H. van't Hoff-Berlin unter dem Titel: Geologisches Thermometer die Resultate seiner großen Untersuchungen über ozeanische Salzablagerungen. Weiterhin sprach

Prof. W. Nernst-Berlin über die Bildung des Wasserstoffsuperoxyds bei hohen Temperaturen; es wurde dabei die Festlegung der Stabilitätsgebiete endothermer Verbindungen behandelt, auf den Einfluß der Reaktionsgeschwindigkeit hingewiesen und mitgeteilt, daß die Zerfallsgeschwindigkeit von Wasserstoffsuperoxyd sich (wahrscheinlich aus einfachen Gründen) genau gleich der des Ozons ergibt. In einer Diskussionsbemerkung hierzu berichtet

Prof. F. Haber-Karlsruhe über ein einfaches Kohleelement, d. h. ein Gaselement mit Sauerstoff einerseits, Kohlenoxyd (das aus praktischen Gründen weitgehend mit Kohlensäure verdünnt sein muß) andererseits. Als Element dient ein beiderseits platiniertes Reagensglas, das von den Gasen umspült wird und auf der Temperatur des siedenden Schwefels gehalten wird. Darauf folgte

Prof. C. Engler-Karlsruhe: Über die Radioaktivität der Thermalquellen in Baden-Baden. Die teils nach der Zirkulationsmethode, teils mit Hilfe eines neuen sehr handlichen Apparates gewonnenen Resultate zeigen, daß die Aktivität der Thermalquellen vorwiegend bedingt ist durch Radium und dessen Emanation. Besonders ragt durch ihre enorme Aktivität die Büttquelle hervor.

Daran schließt sich ein Vortrag von Dr. W. von Bolton: Über das Tantal und die Tantallampe. Die Eigenschaften des Tantals und die Konstruktion der Siemensschen Tantallampe wurden geschildert und beiläufig erwähnt, daß Tantalanoden durch vorzügliche Ventilwirkung sich auszeichnen.

Nach einer Frühstückspause schließt sich hieran Geh.-Rat Paul vom Reichsgesundheitsamt zu Berlin mit einem Vortrage über die Physikalische Chemie des Weines, der namentlich exakte Methoden zur Bestimmung der Wasserstoffionenkonzentration der Weine beschrieb.

Nunmehr verbreitete sich Prof. J. Wagner-Leipzig über die Frage: Physikalische Chemie und Schulunterricht. Chemie sollte nicht so sehr als beschreibende Wissenschaft, sondern im Anschluß an Physik und Mathematik gelehrt werden wegen des höheren didaktischen Wertes der physikalischen Grundlagen der Chemie gegenüber der reinen Chemie. Eine derartige Wünsche aussprechende Resolution wurde am nächsten Tage (leider ohne Diskussion) zum Beschluß erhoben.

Prof. A. Goldschmidt-Christiania trug alsdann über Reaktionskinetische Studien über Prozesse der organischen Chemie vor.

Des weiteren folgte ein Doppelreferat über die Frage der Nichtbleiakkumulatoren, welche Prof. K. Elbs-Gießen von theoretischer, Dr. Gräfenberg-Kalk von der technischen Seite behandelte, in der Diskussion gab Prof. Förster-Dresden ebenfalls interessante Aufklärungen zu der behandelten Frage.

Darauf sprach Prof. Dreser-Elberfeld über die Beeinflussung der Lebenstätigkeit durch pharmakologische Agenzien.

1) Bericht über die XI. Hauptversammlung: diese Ztschr. 5, 305, 1904.

2) Vgl. auch des Vortragenden Buch: Malerbriefe. Beiträge zur Theorie und Praxis der Malerei. Leipzig, S. Hirzel, 1904.

Weiterhin hielt Privatdozent Dr. E. Bose-Göttingen einen Vortrag: Zur Kinetik extremer Aggregatzustände. Er skizzierte das Verhalten hochverdünnter Gase bezüglich Wärmeleitung und Reibung und gab einen Weg zur Berechnung der Molekularamplituden im festen Zustande an.

Daran schlossen sich interessante Ausführungen von Privatdozent Dr. W. Loeb-Bonn: Über die Assimilation der Kohlensäure, deren Verwandlungen bis zur Bildung einfachster Zuckerstoffe experimentell verfolgt werden konnten.

Privatdozent Dr. J. Brode-Berlin führte sodann die Oxydation des Stickstoffs in der Hochspannungsflamme vor. Diesem folgte

Privatdozent Dr. Wolf Müller-Mühlhausen mit einer Schilderung, betreffend das anodische Verhalten von Mangan und Zink, einem Beitrage zur Systematik der Passivitätserscheinungen.

Diese Reihe von Vorträgen bildete die Tagesordnung des Freitags, am Sonnabend dem 3. Juni folgten alsdann noch die folgenden Vorträge:

Prof. M. Bodenstein-Leipzig: Gleichgewichtsmessungen an der Kontaktschwefelsäure.

Prof. R. Luther-Leipzig und Dr. F. Krüger-Göttingen: Über die Zählung der Elektrodenpotentiale. Es wurde hier von der einen Seite für die Kalomelelektrode, von der anderen für die Wasserstoffelektrode als Nullpunkt elektrochemischer Potentialmessungen plaidiert und diskutiert. Man einigte sich dann, da eine Beschlußfassung nicht beabsichtigt war, zur weiteren Prüfung der experimentellen Grundlagen und darauf zu gründende Beschlußfassung auf einer der nächsten Jahresversammlungen.

Prof. E. Cohen-Utrecht: Über das explosive Antimon (mit Demonstrationen). Ein besonders interessanter Vortrag, der die Allotropieverhältnisse beim Antimon zum Gegenstande hatte.

Prof. V. Henri-Paris: Gesetze der Enzymwirkung und heterogenen Katalyse.

Privatdozent Dr. R. Schenck-Marburg: Über die Natur der kristallinischen Flüssigkeiten und flüssigen Kristalle.

Die Nachmittagssitzung brachte alsdann noch die folgenden Vorträge:

Dr. F. Löwe-Jena: Neuere Anwendungen der Refraktometrie, mit Hilfe von Apparaten und Methoden aus der optischen Werkstätte von Carl Zeiß.

Privatdozent Dr. Gutbier-Erlangen: Über die Atomgewichtsbestimmung des Wismuts.

Prof. Dr. R. Luther-Leipzig: Zur Kenntnis des Ozons.

Privatdozent Dr. E. Jordis-Erlangen: Erscheinungen bei der Darstellung und Reinigung von Kieselsäuregel.

Privatdozent Dr. L. Wöhler-Karlsruhe: Über die Oxydierbarkeit des Palladiums. An diesen Vortrag wie an den von Prof. Luther über Ozon knüpfte sich eine Diskussion über die Knallgaskette.

Dr. K. Drucker-Leipzig: Über das Molargewicht des Lösungsmittels in binären Gemischen.

Dr. H. Bechhold-Frankfurt am Main: Über eine eigenartige Reaktion des Hexabrombiresorcins.

Prof. F. Haber-Karlsruhe: Nachweis und Fällung der Ferroionen des Ferrocyankaliums in seiner wässrigen Lösung.

An Stelle einiger ausgefallener Vorträge wurden dann noch die beiden folgenden nachträglich angemeldeten Vorträge gehalten:

Prof. Wedekind-Tübingen: Über magnetisierbare Legierungen.

Privatdozent Dr. M. Reinganum-Münster: Über die Theorie der metallischen Leitung.

Von den sonstigen Sehenswürdigkeiten und Vorführungen verdienen besonders erwähnt zu werden die Demonstration eines künstlichen Benzinbrandes mit seinen elektrischen Ursachen und deren sicherer Beseitigung, sowie die Vorführung der flüssigen Kristalle durch Prof. Lehmann im physikalischen Institute.

Allen Teilnehmern der Versammlung werden die vielseitigen Anregungen im persönlichen Meinungsaustausch, sowie die überaus gastliche Aufnahme der Mitglieder seitens der Stadt und der ortsansässigen Fachgenossen dauernd in bester Erinnerung bleiben, wie denn auch das Resultat der Tagung (abgesehen davon, daß wegen der Überfülle von Vortragsstoff die Diskussionen aufs äußerste eingeschränkt werden mußten) als ein durchaus wohlgelungenes zu bezeichnen ist.

E. Bose.

BESPRECHUNGEN.

Otto Lueger, Lexikon der gesamten Technik und ihrer Hilfswissenschaften. Im Verein mit Fachgenossen herausg. 2. vollst. neu bearbeit. Auflage. I. Band. Lex. 8. VIII u. 800 S. mit zahlreichen Abbildungen. Stuttgart, Deutsche Verlagsanstalt. 1904. Gebunden in Halbfr. M. 30.—.

Die vorliegende 1. Lieferung des Lexikons der gesamten Technik zeigt aufs deutlichste, daß das Unternehmen über eine Schar der

erlesensten Mitarbeiter verfügt, welche die kurzen, naturgemäß aufs engste zusammengedrängten Erläuterungen zu den einzelnen Stichworten in präzisester Weise zu geben imstande sind. Es seien hier nur einige dieser Stichworte genannt, die dem Physiker nahe liegen, um zu zeigen, daß die Erläuterung eines jeden derselben eine kleine Aufgabe darstellt, die eben durch die Notwendigkeit der äußersten Kürze erhebliche Anforderungen sowohl an die Sachkenntnis als auch an die Hingabe und das Geschick der Mitarbeiter stellt. In der vorliegenden Lieferung kommen beispielsweise vor: Aberration (hier ist außer der Aberration des Lichtes im Weltraum die chromatische und sphärische Aberration mit zahlreichen Literaturdaten behandelt); Absorption (hier sind die chemische Absorption von Gasen durch Flüssigkeiten und feste Körper, ferner Absorption des Lichtes und der strahlenden Wärme, die photochemische Absorption etc. behandelt); Abstoßung und Anziehung; Achromasie; Additive Eigenschaften; Adiabatische Zustandsänderungen; Acetylen und vieles andere könnte ebenfalls genannt werden. Es wird zweifellos so die 2. Auflage des Werkes zu einem höchst wertvollen Nachschlagewerke werden.

E. Bose.

(Eingegangen 27. März 1905.)

J. H. van't Hoff. Zur Bildung der ozeanischen Salzablagerungen. Erstes Heft. gr. 8. VI u. 85 S. mit 34 eingedruckten Abbildungen. Braunschweig, Fr. Vieweg & Sohn. 1905. M. 4.—.

Ein Buch von van't Hoff bedarf keiner Empfehlung, es sei deshalb hier lediglich darauf hingewiesen, daß es einen ganz eigenartigen Genuß gewährt, in der vorliegenden Darstellung verfolgen zu können, wie die gründliche und konsequente Anwendung der physikalisch-chemischen Hilfsmittel dahin führt, eines der interessantesten geologischen Probleme bis in seine Details zu analysieren und seine Bedingungen aus Laboratoriumsversuchen heraus zu rekonstruieren. Der vorliegende erste Band befaßt sich mit den Hauptbestandteilen der Salzablagerungen, der zweite wird die Begleitsubstanzen der Salzlager zum Gegenstande haben und in den nächsten Jahren erscheinen.

E. Bose.

(Eingegangen 27. März 1905.)

J. S. Shearer, Notes and questions in physics. gr. 8. VII u. 284 S. New York, The Macmillan Company. 1904. Gebunden.

Der Verfasser des vorliegenden Buches hatte vor einigen Jahren ein ähnliches Werk geschrieben in Gemeinschaft mit Prof. Matthews. Nachdem dieses in der Praxis des Unterrichtes erprobt war, wobei sich einige Änderungen und Zusätze als wünschenswert erwiesen, wurde die vorliegende Umarbeitung unternommen, an deren Abfassung sich Prof. Matthews leider nicht beteiligen konnte. Trotzdem stellt aber das Werk in der vorliegenden Fassung eine vorzügliche Sammlung von Aufgaben und Fragen aus dem gesamten Gebiete der Physik dar, die für eine reiche Unterrichtserfahrung Zeugnis ablegt. Von einer solchen zeugen auch die vorzüglichen Erläuterungen und Bemerkungen zu den einzelnen Abschnitten. Die meisten Fragen und Aufgaben sind ohne die zugehörige Antwort gegeben, und auch die Schwierigkeit der Probleme variiert in der mannigfaltigsten Weise. Alle aber sind geeignet, das physikalische Denken der nach dem Buche arbeitenden Studierenden zu schulen, sowie die erworbenen Kenntnisse vielseitig zu erweitern und zu vertiefen. Es liegt hier ein Werk vor, aus welchem zweifellos auch bei uns in Deutschland mannigfacher Nutzen gezogen werden kann.

E. Bose.

(Eingegangen 27. März 1905.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierten sich: Dr. Fritz Ullmann bei der Abteilung für Chemie an der Technischen Hochschule zu Berlin für Technik der künstlichen Farbstoffe (in der vorigen Nummer versehentlich als Habilitation für Chemie mitgeteilt). Der bisherige Privatdozent für Physik an der Breslauer Universität, Dr. phil. Georg Berndt, hat sich in gleicher Eigenschaft in der philosophischen Fakultät der Universität Halle a. S. eingeführt.

Es wurden ernannt: zum etatsmäßigen Professor an der Technischen Hochschule zu Berlin Prof. Dr. Leo Grunmach, desgl. Prof. Dr. Gustav Rasch an der Technischen Hochschule zu Aachen.

Es erhielt den Titel eines außerordentlichen Professors: Dr. Ole Sievert Bragstad an der Technischen Hochschule zu Karlsruhe.

Es starb: In Graz am 10. Mai der emeritierte a. o. Professor der Chemie der Universität Lemberg Dr. Franz Pleß im Alter von 86 Jahren.

Gesuche.

Promov. Physiker gesucht

möglichst mit Chemiestudien zur wissensch. Durcharbeitung verschied. Patente als dauernder Assistent gegen entsprech. Vergütung, ev. Beteiligung. Offert. unter **No. 197** an die Exp. dieser Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.